

THÈSE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

Bernard MARECHAL

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES

ETUDE DES ETATS FINALS $K\bar{K}\pi\pi$ PRODUITS DANS LES ANNIHILATIONS
D'ANTIPROTONS A L'ARRET. PROPRIETES DU MESON C.

SOUTENUE LE 20 JUIN 1969 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. J. TEILLAC

Président

P. LEHMANN

Examineurs

L. LEPRINCE-RINGUET

L. MONTANET

1969

THÈSE

présentée

A LA FACULTE DES SCIENCES DE PARIS

par

Bernard MARECHAL

pour obtenir

LE GRADE DE DOCTEUR ES SCIENCES PHYSIQUES



ETUDE DES ETATS FINALS $K\bar{K}\pi\pi$ PRODUITS DANS LES ANNIHILATIONS
D'ANTIPROTONS A L'ARRET. PROPRIETES DU MESON C.

SOUTENUE LE 20 JUIN 1969 DEVANT LA COMMISSION D'EXAMEN

MM. J. TEILLAC

Président

P. LEHMANN

Examineurs

L. LEPRINCE-RINGUET

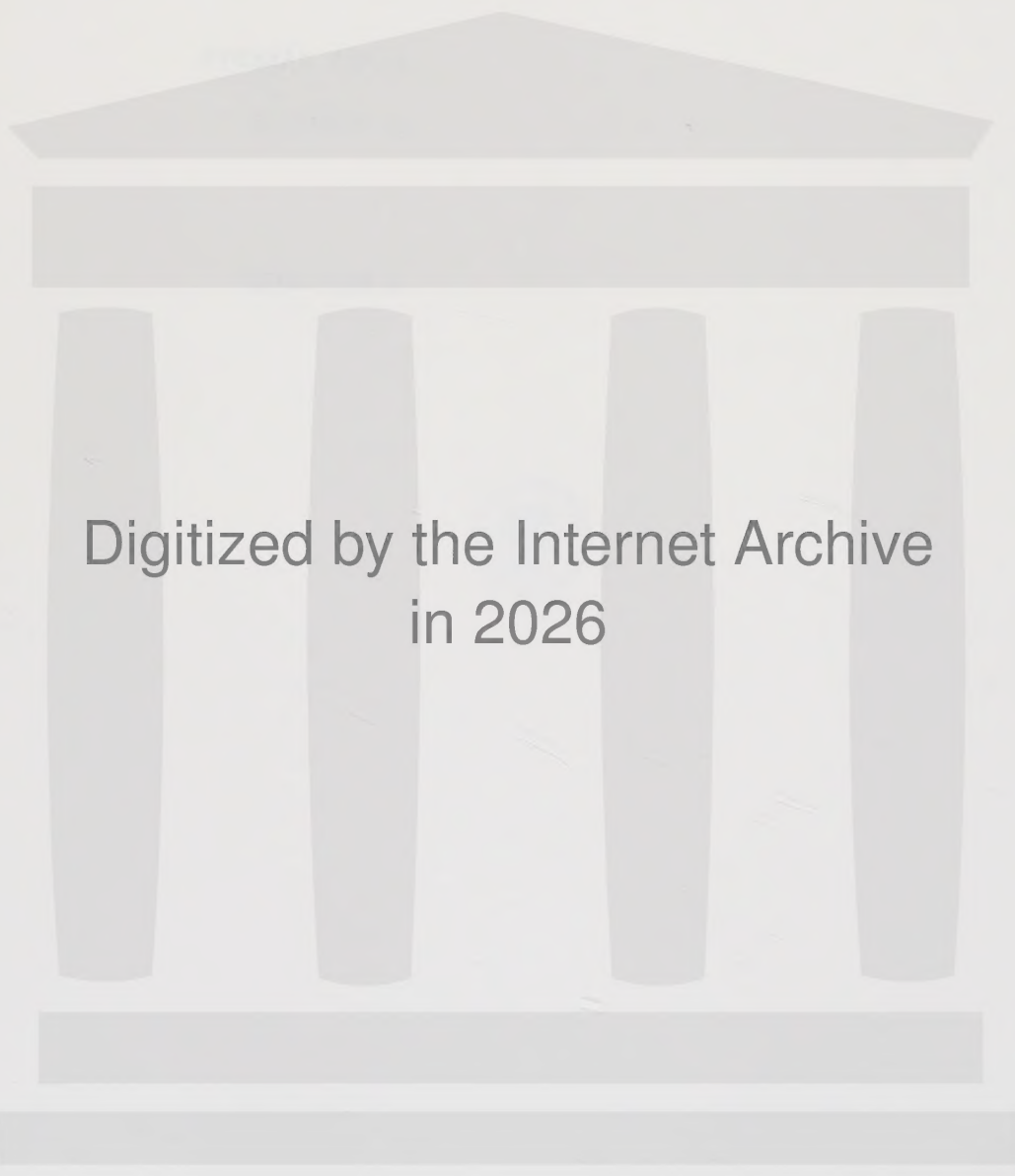
L. MONTANET



A MES PARENTS

A MINOUCHE

A MES AMIS



Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41551519_0040

Introduction

Depuis plusieurs années, une part importante des recherches dans le domaine de la physique des particules élémentaires est consacrée à la découverte et à l'étude des propriétés des résonances dont le nombre sans cesse croissant a conduit à des tentatives de classification telles que celles des symétries unitaires (SU_3), du modèle des Quarks, ou encore des trajectoires de Regge.

Dans le cadre des recherches sur les interactions méson-méson les expériences d'annihilations $\bar{p}p$ à basse énergie ont fourni une quantité considérable d'informations : citons, par exemple, les découvertes ou les analyses détaillées (déterminations des masse, largeur, modes de désintégration, spin, parité, isospin ...) de résonances telles que : $\omega(780)$, $K^*(892)$, $C(1250)$, $D(1280)$, $E(1420)$, $\phi(1020)$, $A_2(1300)$, $F_1(1560)$.

L'un des domaines d'investigation actuels concerne l'étude des interactions $K\pi\pi$ dans la région de masse 1200 - 1800 MeV, au moyen d'expériences de production K^+p à diverses énergies (Réf. 0 - 1), et d'expériences d'annihilations $\bar{p}p$ à basse énergie (impulsion des $\bar{p}$ inférieure à 1,2 GeV/c).

Les expériences de production K^+p se heurtent, en ce qui concerne l'analyse de systèmes de mésons, aux difficultés suivantes :

- elles doivent tenir compte des réflexions dues à la présence dans l'état final de résonances baryoniques.
- certains mécanismes, tels que l'effet Deck, peuvent simuler l'existence de résonances, ou tout au moins, rendre délicate leur étude par suite des interférences pouvant exister entre les amplitudes résonantes et les amplitudes de fond.
- les résultats obtenus à diverses énergies sont contradictoires : dans la région de masse $K\pi\pi$ située entre 1200 et 1400 MeV, le nombre de résonances observées varie entre 1 et 4, les estimations de masses et des largeurs dépendant de ce nombre.

Par contre, dans une expérience d'annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt de telles difficultés ne se présentent pas.

Tandis que les annihilations en trois corps du type $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi$ ont servi à analyser les systèmes $K\pi$ et $K\bar{K}$ (Réf. 0 - 2), les annihilations en cinq corps du type $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi\pi$ ont permis :

- d'étudier le méson $\omega^0(780)$ (Réf. 0 - 3)
- de découvrir le méson $E^0(1420)$ et de déterminer ses propriétés (Réf. 0 - 4).

Seules les annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ se sont révélées favorables à l'étude du système $K\pi\pi$ dans la région de masse 1200 MeV - 1380 MeV. (Réf. 0 - 5).

Le présent travail a pour objet l'étude des interactions $K\bar{K}$, $K\pi$, $\pi\pi$ et surtout $K\pi\pi$, mises en évidence dans les annihilations d'antiprotons à l'arrêt dans l'hydrogène suivant les réactions :

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \quad (1)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0 \quad (2)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- \quad (3)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0 \quad (4)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0 \quad (5)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \quad (6)$$

Ces réactions sont caractérisées par la présence de quatre particules dans l'état final, dont deux particules étranges. Elles représentent environ 80 % des annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt avec particules étranges dans l'état final, c'est-à-dire environ 2 % de toutes les annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt.

D'un point de vue théorique, les annihilations d'antiprotons à l'arrêt dans l'hydrogène présentent les avantages suivants pour l'étude des interactions mésoniques dans l'état final :

- cet état final est purement mésonique
- les nombres quantiques de l'état initial sont parfaitement déterminés (annihilation dans l'état S) (Réf. 0 - 6, 0 - 7, 0 - 8, 0 - 9).

D'un point de vue expérimental l'identification des événements et leur analyse, tant géométrique que cinématique, sont relativement aisées car :

- les multiplicités des traces sont faibles
- les K_1^0 sont détectés avec une grande efficacité
- les rares ambiguïtés cinématiques sont levées par l'étude de l'ionisation, étude facilitée par la faible impulsion moyenne (~ 300 MeV/c) des particules chargées.

Ces conditions favorables ont permis, dans les réactions (1), (2) et (3), de mettre en évidence la présence d'une résonance, dans le système $K\pi\pi$, au voisinage de 1230 MeV, appelée le méson C (Réf. 0 - 5).

Une augmentation de la statistique, ainsi que l'information nouvelle apportée par les états finals (4), (5) et (6), nous permettent

- de confirmer l'existence du méson C
- d'observer sa composante chargée
- d'en étudier systématiquement les propriétés : masse, largeur, spin, parité, isospin, modes de désintégration, en utilisant un modèle d'interactions dans l'état final.

Les réactions (1) à (5) ont été extraites de deux lots d'annihilations photographiées dans la chambre à bulles de 81 cm de Saclay :

550 000	annihilations	en	décembre	1962
800 000	annihilations	en	avril	1965

Un premier lot de 200 000 annihilations obtenues en mai 1961, n'a pas été retenu pour la présente étude pour des raisons d'homogénéité de traitement des données expérimentales, l'antiproton incident n'ayant pas été

mesuré et une contamination, d'environ 12 %, d'annihilations d'antiprotons en vol ayant été découverte en décembre 1962.

Dans le chapitre I nous analyserons les moyens d'acquisition des données expérimentales et nous décrirons le traitement général de ces données. Puis, dans le chapitre II, nous examinerons les problèmes particuliers à chaque réaction en fonction de la topologie des événements.

Dans le chapitre III, nous effectuerons une analyse expérimentale comparative des différents spectres de masse effective.

Des considérations théoriques et pratiques sur les amplitudes de transition seront exposées dans le chapitre IV.

Le chapitre V sera consacré à l'étude des différentes méthodes d'optimisation des paramètres inconnus.

Le rôle des différentes réactions et les méthodes utilisées pour les analyser seront exposées au cours du chapitre VI.

Dans le chapitre VII, nous présenterons les résultats physiques concernant les interactions dans l'état final et en particulier ceux relatifs au méson C, dans le cadre d'un modèle phénoménologique.

Enfin, dans le chapitre VIII, nous replacerons nos résultats dans le cadre plus général des systèmes $K\pi\pi$: modèle des quarks, comparaison avec les informations fournies par les annihilations d'antiprotons à l'arrêt dans le deutérium, par les réactions $K^{\pm}_p$ à diverses énergies, par les interactions cohérentes K^-d à 12,6 GeV/c et par les réactions $\pi^{\pm}_p$ à 6 GeV/c.

CHAPITRE I

Acquisition des données

Prise des photographies

La chambre à bulles de 81 cm de Saclay, remplie d'hydrogène liquide, a été exposée à deux reprises à un faisceau d'antiprotons ayant une quantité de mouvement moyenne de 700 MeV/c définie à 1 % près.

Les antiprotons étaient produits par interactions des protons, fournis par le synchrotron à proton du CERN (Réf. I - 1), sur une cible de beryllium.

Le transport des antiprotons depuis la cible jusque dans la chambre à bulles était assuré, en décembre 1962 par le faisceau (k 3) (Réf. I - 2), et en avril 1965 par le faisceau (k 4) (Réf. I - 3).

Un absorbeur de cuivre, placé à l'entrée de la chambre, ralentissait les antiprotons jusqu'à 400 MeV/c, valeur calculée pour que ceux-ci s'arrêtent au centre du volume utile d'hydrogène.

Le champ magnétique utilisé était d'environ 20 000 Gauss, et le nombre moyen d'antiprotons par photographie était de 5,4 (décembre 1962) et 4,3 (avril 1965).

Ces deux expériences, dont la compatibilité était excellente, ont fourni un lot de 1 350 000 annihilations d'antiprotons.

Analyse des photographies

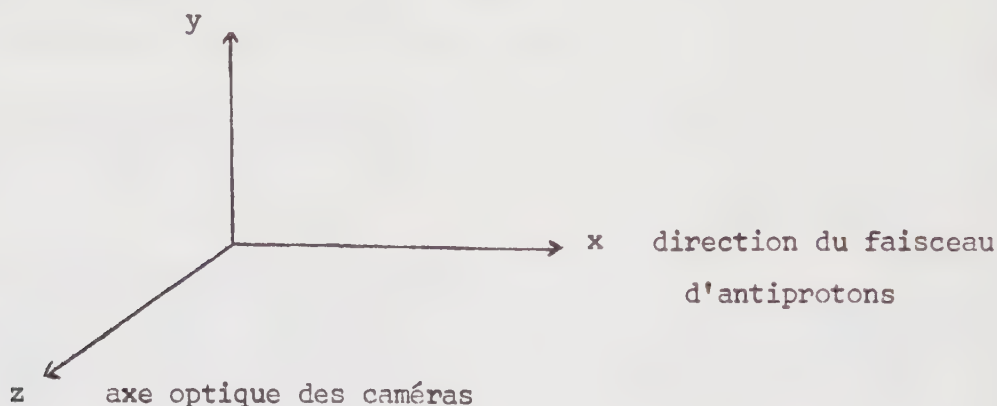
Cette analyse ayant été longuement développée dans les références (I - 4) et (I - 5) nous ne ferons que rappeler certains points essentiels .

1. Contamination par les antiprotons en vol

Les 1 350 000 annihilations ont eu lieu dans un volume utile d'hydrogène défini par :

- 8 cm $\leq$ x $\leq$ + 21 cm
- 10 cm $\leq$ y $\leq$ + 10 cm
- 29.5 cm $\leq$ z $\leq$ - 2 cm

où x, y, z sont les coordonnées du point d'annihilation de l'antiproton dans un système d'axes lié à la chambre à bulles.



A l'intérieur de ce volume utile nous avons estimé à $(12 \pm 2)\%$ le pourcentage d'annihilations en vol. Cette contamination réduit à 1 190 000 le nombre d'annihilations à l'arrêt. Un test d'arrêt sur la trace de l'antiproton incident, basé sur la comparaison des parcours résiduels de l'antiproton réel et d'un antiproton "idéale" de même quantité de mouvement au milieu de la trajectoire réelle, a permis de ramener ce pourcentage à 6 % avant adaptation cinématique. De plus, pour les événements ayant donné lieu à une adaptation cinématique, cette contamination résiduelle est tombée à :

- 4 % pour les adaptations à 1 contrainte
- 2 % pour les adaptations à 4 contraintes.

2. Détection des V^0

En ce qui concerne les réactions (1) à (5), il existe deux types de perte de V^0 :

- la perte des V^0 situés trop près du point d'annihilation, qui est la plus importante

- la perte des V^0 par échappement, due aux limites géométriques de la chambre à bulles, perte relativement peu importante, le parcours moyen des K_1^0 étant de 3 cm, à l'énergie moyenne de notre expérience.

L'étude détaillée de ces pertes a été décrite dans les références (I - 6), (I - 7), (I - 8). Utilisant les résultats de cette étude nous avons vérifié, en comparant un grand nombre de spectres pondérés et non pondérés, que la perte des V^0 n'introduisait aucune distorsion statistiquement significative. En conséquence, ceci nous permet de ne considérer que des distributions non pondérées. Pour évaluer les taux d'annihilations nous avons cependant introduit les facteurs de pondération adéquats :

- pour les événements à 1 V^0 (réactions (2), (3), (5)) le poids moyen a été estimé à 1,08

- pour les événements à 2 V^0 (réactions (1), (4)) ce poids a été évalué à 1,14.

3. Efficacité de dépouillement

Un double dépouillement des photographies a montré que pour les événements à 1 V^0 l'efficacité de dépouillement était évaluée à 96 %, alors que pour les événements à 2 V^0 elle était voisine de l'unité.

4. Contamination d'une voie par une autre

En dehors du cas de la réaction (6) qui sera analysée au chapitre II, ce problème concerne uniquement les réactions

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0 \quad (2)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^- \quad (3a)$$

où (K^0) signifie K^0 non vu dans la chambre à bulles soit parce que c'est un K_1^0 dont la désintégration n'a pas été observée (désintégration en 2 π^0)

soit parce que c'est un K_2^0 (vie moyenne trop grande pour que la désintégration ait lieu dans la chambre à bulles).

Les événements appartenant à ces deux réactions sont du type "deux branches, un V^0 " et résultent d'adaptations cinématiques à une contrainte (une particule manquante). Moins de 5 % de ces événements "deux branches, un V^0 " ont été déclarés ambigus entre les réactions (2) et (3a), après adaptation cinématique et mesures d'ionisation sur les traces chargées. D'une manière générale ces événements déclarés ambigus sont tels qu'au moins une de leur trace chargée fait un angle $\alpha_{\pm}$, avec l'axe des z de la chambre, c'est-à-dire l'axe optique des caméras, inférieur à 20° . La distribution des traces dans la chambre étant isotrope nous avons vérifié que pour les événements des types (2) et (3a) une sélection définie par

$$\cos \alpha_{\pm} \leq .95$$

n'introduisait aucune distorsion dans les spectres expérimentaux, et permettait d'obtenir des lots d'événements quasiment purs (moins de 1 % d'événements ambigus).

5. Chaîne de programmes utilisée

Après dépouillement tous les événements ont été mesurés sur les appareils de précision (I.E.P.) (Réf. I - 9) puis traités par la chaîne standard de programmes de chambre à bulles :

- | | | | |
|---------------|---|--------|--|
| (Réf. I - 10) | { | REAP | : décodage des mesures I.E.P. |
| | | THRESH | : reconstruction géométrique dans l'espace |
| (Réf. I - 11) | | GRIND | : adaptation cinématique |
| (Réf. I - 12) | | SLICE | : création d'une bande magnétique contenant l'ensemble de l'information jugée nécessaire à l'étude physique proprement dite. |

6. Taux d'annihilations

Afin d'obtenir les nombres d'événements produits et les taux d'annihilation correspondants, nous avons utilisé les facteurs correctifs suivant pour les réactions à au moins 1 K_1^0 vu dans la chambre à bulles :

Tableau I - 1

	1 V^0	2 V^0
Visibilité du K_1^0	2/3	4/9
Efficacité de dépouillement	96 %	~ 100 %
Perte des V^0	8 %	14 %
Coefficient global de correction	1,68	2,56

Dans ce tableau le facteur de visibilité du K_1^0 est déduit du rapport théorique de branchement

$$\frac{K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-}{K_1^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0} = 2$$

prédit par la règle $\Delta I = 1/2$.

Ces facteurs correctifs permettent d'obtenir les taux d'annihilations suivants :

Tableau I - 2

	Evénements vus	Evénements produits	Taux d'annihilation x 10 ⁴
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	1143 $\pm$ 34	2870 $\pm$ 85	24,1 $\pm$ 0,7
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp \pi^0$	3780 $\pm$ 61	6520 $\pm$ 105	54,8 $\pm$ 0,9
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$	1710 $\pm$ 63	3006 $\pm$ 143	25,2 $\pm$ 1,2
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0$	$\leq$ 104	$\leq$ 250	$\leq$ 2,1
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0$	$\leq$ 730 $\pm$ 130	$\leq$ 1150 $\pm$ 210	$\leq$ 9,7 $\pm$ 2,0
$\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	451 $\pm$ 22	857 $\pm$ 42	45,0 $\pm$ 2,0

Chacune de ces réactions sera analysée en détail dans le chapitre II. Notons cependant dès maintenant que les 451 événements de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ ont été extraits d'un lot réduit de photographies correspondant à 190 000 annihilations d'antiprotons à l'arrêt. De plus, seuls les événements avec un K signé ont été retenus pour analyse, ce qui, d'une part, élimine les événements ambigus, mais d'autre part, fournit un lot biaisé, la signature des $K^\pm$ favorisant la sélection d'événements dont l'impulsion du $K^\pm$ est faible.

Nous montreront cependant, au cours du chapitre II, qu'il est possible de corriger ce biais.

CHAPITRE II

Etude expérimentale des différentes réactions

Au cours de ce chapitre, nous examinerons une à une les six réactions définies dans l'introduction, en nous attachant particulièrement à décrire les procédés qui nous ont permis d'obtenir les événements purs sur lesquels portera notre étude physique.

1. Réaction (1) : $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$

Les événements candidats à la réaction (1) font partie du lot des événements "deux branches, deux V^0 ". Ils sont identifiés par des adaptations cinématiques à 4 contraintes. Le problème des événements ambigus ne se pose pas, les deux K_1^0 étant vus dans la chambre à bulles.

La contamination due aux événements cinq corps du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ est négligeable, ainsi que le montre le faible nombre d'événements "2 branches, 2 V^0 " satisfaisant simultanément aux deux hypothèses quatre particules et cinq particules dans l'état final. Quant aux événements en vol ils contribuent pour 2 % dans le volume utile défini au chap. I, par. 1. A l'intérieur de ce volume utile nous avons obtenu 1143 événements que nous avons attribué à la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1), le nombre d'événements produits étant donné par

$$n_1 = (1143 \pm 34) \times \alpha \times \beta = 2870 \pm 85$$

avec $\alpha = 98 \%$ d'antiprotons à l'arrêt

$\beta = 2.56$ facteur correctif global pour les événements à 2 V^0

(Voir Chap. I par. 1 et 6)

2. Réaction (2) : $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^+ \pi^- \pi^0$

Les annihilations de ce type sont extraites des événements

"2 branches, 1 V^0 " et résultent d'adaptations cinématiques à une contrainte. L'identification est réalisée en tenant compte de l'information supplémentaire apportée par les mesures d'ionisation des traces chargées. A l'intérieur du volume utile nous avons dénombré 3780 annihilations du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$, considérées comme non ambiguës.

La figure II - 1 montre la distribution de la masse manquante au carré pour ces 3780 événements. Une coupure en masse manquante au carré définie par

$$- 0,05 \text{ GeV}^2 \leq MM^2 \leq 0,09 \text{ GeV}^2$$

réduit à 3618 ce nombre d'événements.

Cette coupure a principalement deux effets :

- elle permet tout d'abord de réduire, jusqu'à la rendre négligeable, la contamination due aux événements du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0 \pi^0$.

- d'autre part, elle élimine la plupart des événements qui, par suite de leur configuration dans la chambre, sont difficilement mesurables et qui peuvent être en réalité des événements du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$: (voir chap. I, par. 4) ; en effet, ainsi que le montrent les distributions $|\sin \lambda_{K^{\pm}}|$ et $|\sin \lambda_{\pi^{\mp}}|$ (figure II - 2), où l'angle en profondeur λ est l'angle que fait la tangente à la trace avec le plan xy dans la chambre, 31 % des 162 événements rejetés par la coupure en masse manquante au carré sont tels que

$$\begin{aligned} |\sin \lambda_{K^{\pm}}| &\geq 0,95 \\ \text{ou } |\sin \lambda_{\pi^{\mp}}| &\geq 0,95 \end{aligned}$$

alors que pour les 3618 événements que n'affecte pas la coupure, ce pourcentage tombe à 5,5.

Afin d'obtenir un lot pratiquement pur d'annihilations $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ nous avons effectué sur les 3618 événements déjà retenus une dernière sélection définie par

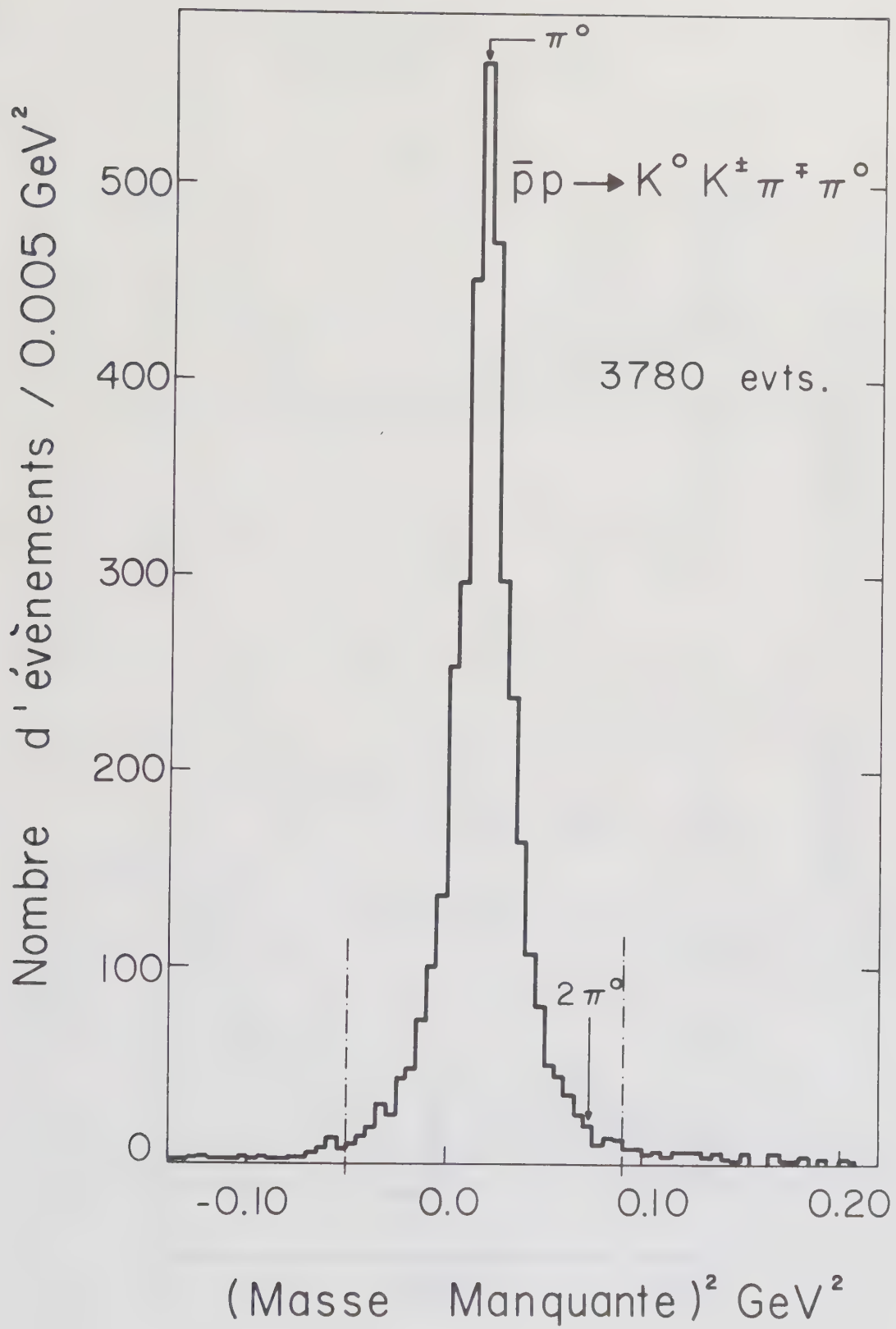


Fig II-1

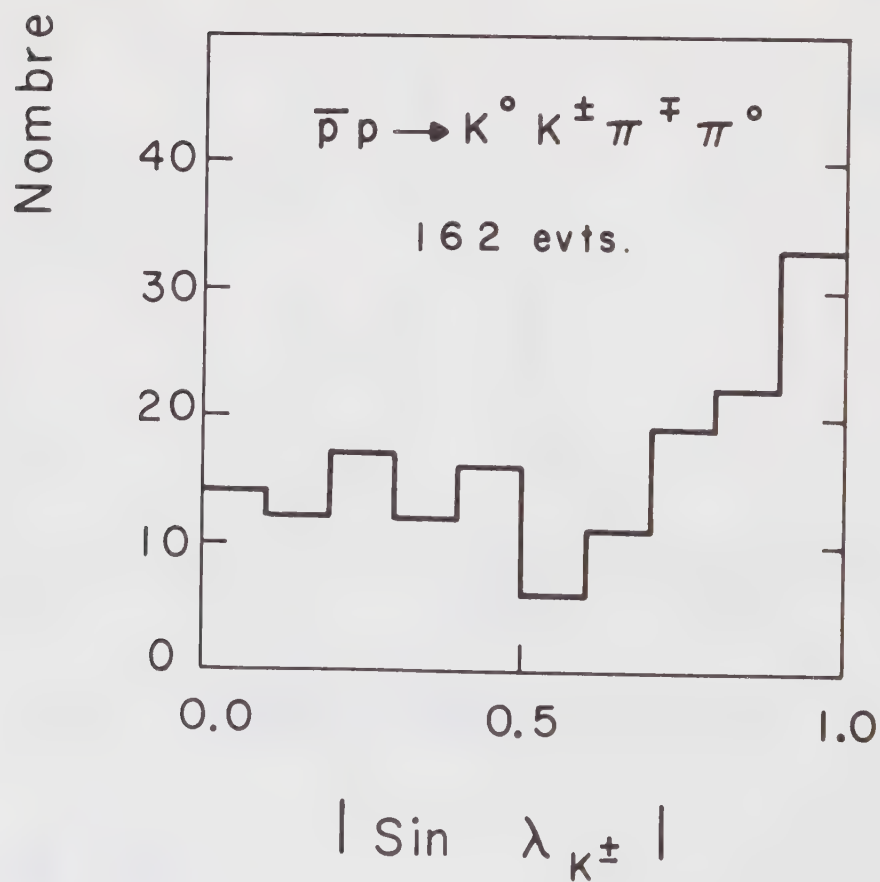
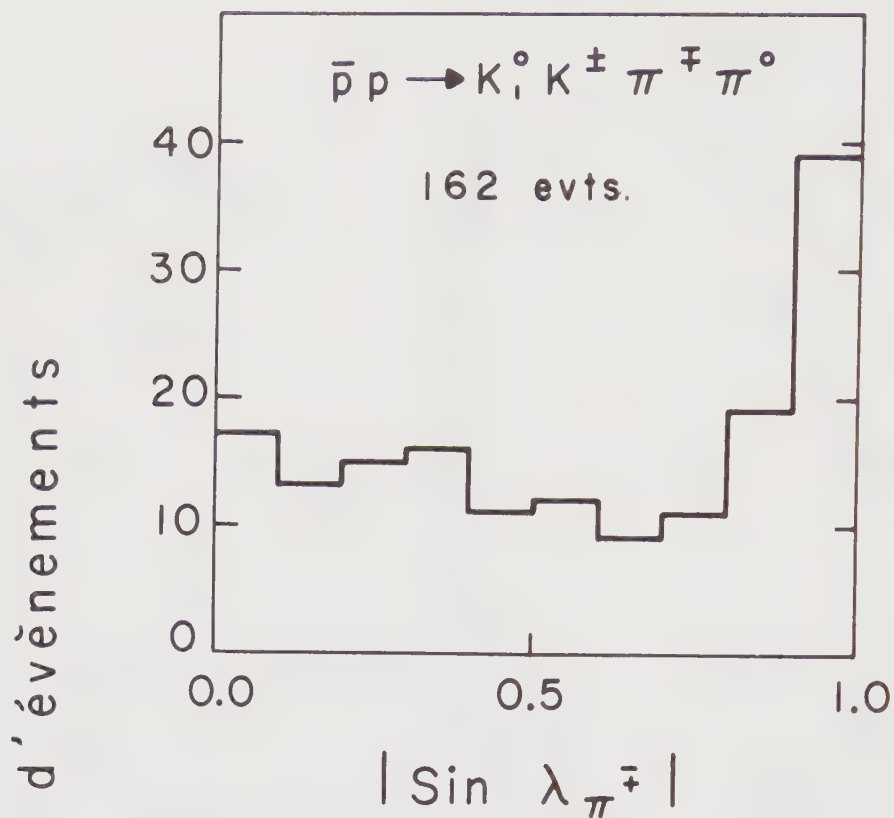


Fig. II - 2

$$\begin{aligned} \left| \sin \lambda_{K^\pm} \right| &< 0,95 \\ \left| \sin \lambda_{\pi^\mp} \right| &< 0,95 \\ \left| \sin \lambda_{K_1^0} \right| &< 0,95 \end{aligned}$$

et fournissant les 3306 événements définitifs utilisés pour l'analyse physique de la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$. Finalement nous avons vérifié que les deux voies conjuguées de charge $\bar{p}p \rightarrow \bar{K}^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ et $\bar{p}p \rightarrow K^0 K^\mp \pi^\pm \pi^0$ sont parfaitement compatibles, ce à quoi l'on s'attend, une fois les déformations systématiques d'origine expérimentale éliminées, par suite de l'invariance de l'hamiltonien des interactions fortes sous la conjugaison de charge C.

Le nombre d'événements produits, du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$, est donné par :

$$n_2 = (3780 \pm 61) \times \alpha \times \beta \times \gamma = 6520 \pm 105$$

avec

$\alpha = 1,07$	facteur de contamination
$\beta = 96 \%$	d'antiprotons s'annihilant à l'arrêt
$\gamma = 1,68$	facteur correctif global pour les événements à $1 V^0$

(Voir chap. I, par. 1 et 6)

3. Réaction (3a) : $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$

Le symbole (K^0) représente soit des K_2^0 dont la désintégration ne peut être observée dans la chambre, leur vie moyenne étant beaucoup trop grande, soit des K_1^0 dont la désintégration selon le mode neutre $K_1^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$ rend impossible leur détection.

Les candidats à la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ (3a) se trouvent parmi les événements "2 branches, $1 V^0$ " ; ils sont identifiés par des adaptations cinématiques à une contrainte en tenant compte de l'information apportée par les mesures d'ionisation des deux traces chargées.

2853 événements du type (3a) ont été ainsi trouvés à l'intérieur du volume utile de la chambre à bulles.

Le problème des ambiguïtés entre les réactions

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0 \quad (2)$$

$$\text{et } \bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^- \quad (3a)$$

que nous avons exposé au chapitre I, par. 4, nous a conduit à traiter les événements du type (3a) de la même façon que les événements du type (2) (voir chap. II - par. 2).

La figure II - 3 montre la distribution de la masse manquante au carré des 2853 événements $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$. Les rares événements candidats $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0 \pi^0) \pi^+ \pi^-$ sont éliminés par la coupure en masse manquante au carré, définie par

$$0,184 \text{ GeV}^2 \leq MM^2 \leq 0,320 \text{ GeV}^2$$

De plus, cette coupure permet de réduire la contamination en événements du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$: en effet, 16 % des 176 événements affectés par la coupure sont tels que $|\sin \lambda_{\pi^{\pm}}| \geq 0.95$ alors que pour les 2677 événements restant, ce pourcentage n'est plus que de 4,1.

Finalement, une dernière sélection définie par $|\sin \lambda_{\pi^{\pm}}| \leq 0.95$ nous a fourni un lot relativement pur de 2568 annihilations du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ à partir desquelles nous avons obtenu statistiquement les distributions correspondant à la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$.

4. Réaction (3) : $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$

Ainsi que nous venons de le voir les annihilations du type (3) ne peuvent être observées directement. Il s'agit donc d'extraire l'information relative à cette réaction à partir des voies

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^- \quad (3a)$$

$$\text{et } \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \quad (1)$$

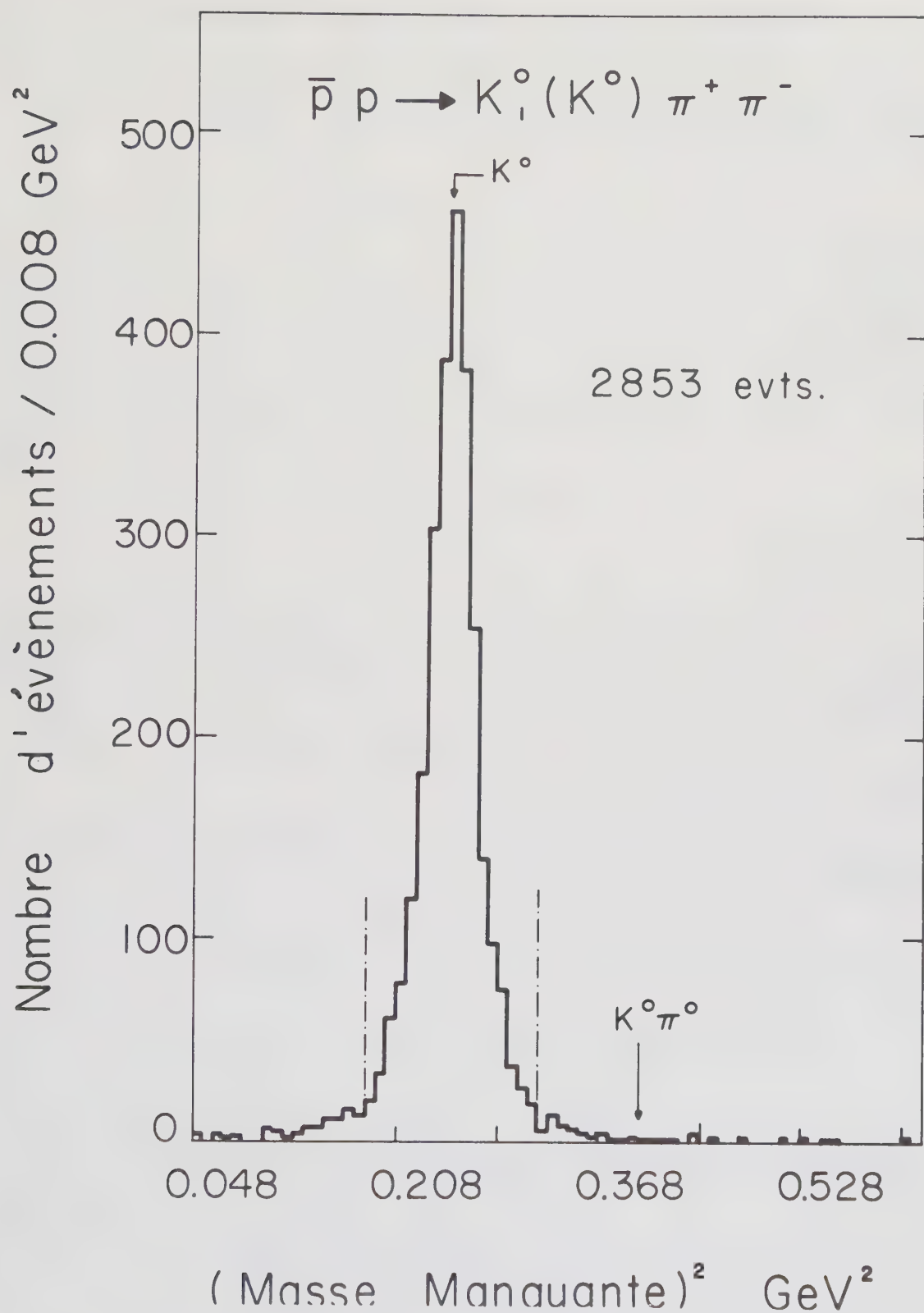


Fig. II - 3

En fait, l'état final $K_1^0(K^0)\pi^+\pi^-$ est une superposition d'états $K^0\bar{K}^0\pi^+\pi^-$ de moments angulaires relatifs $l_{(K^0\bar{K}^0)}$ pairs ou impairs, les moments angulaires pairs définissant les états $K_1^0K_1^0\pi^+\pi^-$, alors que les moments angulaires impairs définissent les états $K_1^0K_2^0\pi^+\pi^-$.

A priori, les termes d'interférences entre les états $l_{(K^0\bar{K}^0)}$ pairs et impairs n'ont aucune raison d'être nuls tant que l'on considère les parties spatiales de leurs fonctions d'ondes respectives. Cependant une contrainte supplémentaire est introduite si l'on admet la conservation de CP (C étant la conjugaison de charge et P la parité) : en effet, cette loi de conservation interdit toute interférence entre états $|K_1^0K_1^0\pi^+\pi^- \rangle$ et $|K_1^0K_2^0\pi^+\pi^- \rangle$.

Ceci nous permet de considérer les annihilations $\bar{p}p \rightarrow K_1^0(K^0)\pi^+\pi^-$ comme étant un mélange incohérent d'annihilations $\bar{p}p \rightarrow K_1^0K_1^0\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}p \rightarrow K_1^0K_2^0\pi^+\pi^-$.

Soit alors un volume élémentaire quelconque de l'espace des phases ; si n' et n'' représentent respectivement les nombres d'événements produits $\bar{p}p \rightarrow K_1^0(K^0)\pi^+\pi^-$ et $\bar{p}p \rightarrow K_1^0K_1^0\pi^+\pi^-$ à l'intérieur de cet élément de volume, le nombre n_3 d'événements produits $\bar{p}p \rightarrow K_1^0K_2^0\pi^+\pi^-$ est déterminé par la relation $n_3 = \frac{3}{2} (n' - n'')$.

On peut trouver la justification de cette dernière expression dans la référence (II - 1).

Son application à notre lot expérimental permet d'obtenir le nombre total d'annihilations du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0K_2^0\pi^+\pi^-$:

$$n_3 = (2853 \times \alpha \times \beta \times \gamma - 1143 \times \delta \times \epsilon) \frac{3}{2}$$

où

{	$\alpha = 1,07$	facteur de contamination dans les $K_1^0(K^0)\pi^+\pi^-$
	$\beta = 96 \%$	d'antiprotons s'annihilant à l'arrêt (événements 1 C)
	$\gamma = 1,12$	facteur correctif pour la perte des V^0 et l'efficacité de dépouillement (événements 1 C)

et $\left\{ \begin{array}{l} \delta = 98 \% \quad \text{d'antiprotons s'annihilant à l'arrêt (événements 4 C)} \\ \epsilon = 1,14 \quad \text{facteur correctif pour la perte des } V^0 \text{ et} \\ \quad \text{l'efficacité de dépouillement (événements 4 C)} \end{array} \right.$

ce qui donne $n_3 = 3006 \pm 143$ événements produits.

Avec des conditions de coupures homogènes ($|\sin \lambda_{\pi^{\pm}}| \leq 0.95$) nous avons soustrait les distributions à 1036 événements du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1) aux distributions à 2568 événements du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ (3a) afin d'obtenir les distributions à 1532 événements se rapportant à la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ (3).

5. Réaction (4) : $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0$

Les événements du type (4), non directement observables, sont obtenus à partir des 568 événements du type "0 branche, 2 V^0 " : $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 (M)$ (4a), événements n'ayant pas donné lieu à une adaptation cinématique et où (M) représente un système quelconque de particules neutres.

Le spectre du carré de la masse manquante aux deux K_1^0 montre (figure 2 de la référence II - 2) que la plupart de ces 568 événements doit être attribuée à des réactions avec production d'un π^0 , ou d'un η^0 , ou d'un ω^0 :

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \quad 339 \pm 20 \text{ événements}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \eta^0 \quad 60 \pm 10 \text{ événements}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \omega^0 \quad 35 \pm 7 \text{ événements}$$

De plus, on peut attribuer environ 30 de ces 568 événements (Réf. II - 3) à la réaction

$$\bar{p}p \rightarrow E^0(1420) \pi^0 \pi^0 \quad \text{avec} \quad E^0(1420) \rightarrow K_1^0 \pi^0 \pi^0$$

Finalement, nous obtenons une limite supérieure de 104 candidats à la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0$, le nombre d'événements produits étant donné par :

$$n_4 \leq 104 \times \alpha \times \beta = 250$$

où $\begin{cases} \alpha = 94 \% & \text{d'antiprotons à l'arrêt (événements non contraints)} \\ \beta = 2,56 & \text{facteur correctif global pour les événements à} \\ & 2 V^0. \end{cases}$

Nous pouvons noter que le taux de production de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0$ est réduit d'environ un facteur dix par rapport aux taux de production des autres voies $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ (tableau I - 2 du chapitre I), résultat qui traduit la prédominance de l'état triplet d'annihilation $\bar{p}p$ sur l'état singulet (voir chapitre IV - par. 2 et chapitre VI - par. 4).

6. Réaction (5) : $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0$

Les événements du type (5), non directement observables, sont extraits d'un lot de 1850 événements n'ayant pas donné lieu à une adaptation cinématique, du type "0 branche, 1 V^0 " :

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0(M) \quad (5a)$$

où (M) représente un système quelconque de particules neutres.

Deux réactions contribuent à la réaction (5a) :

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0(K_1^0 M) \quad (5b) \quad \sim 568 \text{ événements}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0(K_2^0 M) \quad (5c) \quad \sim 1282 \text{ événements ,}$$

Les nombres d'événements respectifs étant déterminés en appliquant la méthode déjà exposée dans la Réf. (II - 1).

La contribution principale à la réaction (5c) vient essentiellement des réactions :

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0(K_2^0 \pi^0) \quad (5d)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0(K_2^0 \pi^0 \pi^0) \quad (5)$$

L'analyse de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- \pi^0$ (Réf. II - 3) a montré que les contributions des voies $K_1^0 K_2^0 \omega^0$ et $K_1^0 K_2^0 (n\pi^0)$, où $n \geq 3$, à la réaction (5c) étaient négligeables. Toutefois, la contribution de la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \eta^0$ est de l'ordre de 150 événements.

La distribution de la masse manquante au carré au K_1^0 vu dans la réaction (5c) (Fig. III - 5b) montre la présence de $K^*(892)$. On ne peut évidemment supposer que toute la contribution 3 corps (5d) à la réaction (5c) est due à la seule production de K^* : par exemple, la production de $\phi(1020)$ est assez importante dans le processus $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0$ ainsi que le montre l'analyse de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^0$; nous avons estimé à environ 400 événements la contribution de la réaction (5d) à la réaction (5c).

Ces différentes estimations nous conduisent à une limite supérieure de 730 ± 130 événements vus pour la réaction (5), le nombre correspondant d'événements produits étant égal à

$$n_5 \leq 730 \times \alpha \times \beta = 1150 \pm 210$$

avec $\alpha = 94 \%$ d'annihilations à l'arrêt (événements non contraints)

$\beta = 1.68$ facteur correctif global pour les événements à $1 V^0$

7. Réaction (6) : $\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$

Les annihilations du type (6) se trouvent parmi les événements 4 branches et ne représentent qu'environ 1 % de ceux-ci. Le nombre considérable de 4 branches interdit, à l'heure actuelle, la mesure du lot total. De plus, la contamination due aux événements du type $\bar{p}p \rightarrow n\pi (n \geq 4)$ n'est pas négligeable, bien que l'on soit en présence d'adaptations cinématiques à 4 contraintes, car les tests sur l'ionisation des traces chargées peuvent laisser subsister les ambiguïtés cinématiques.

Afin d'obtenir un lot pur d'annihilations du type (6) nous avons examiné soigneusement les 4 branches d'un lot réduit de photographies, ne retenant que les événements non ambigus, soit après tests sur l'ionisation

des traces chargées dans les cas les plus favorables, soit après reconnaissance d'une interaction ou d'une désintégration d'un K chargé. 451 événements ont ainsi été retenus, la plupart d'entre eux étant des événements pour lesquels l'un, au moins, des deux K chargés est de faible impulsion, ce qui nous conduit à un lot enrichi en événements dont la masse effective $K\pi\pi$ est élevée.

Afin de corriger cette déformation nous avons utilisé un échantillon de 279 événements du type (6) obtenu à partir de l'étude de 25 000 événements 4 branches mesurés au moyen de l'appareil automatique H.P.D (Réf. II-4).

La comparaison des spectres d'impulsion des $K^\pm$ des deux lots d'événements $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ nous a permis d'évaluer une fonction de poids $\omega(p_{K^\pm})$ que nous avons utilisée pour représenter la distribution $M^2(K^\pm\pi^+\pi^-)$ (Fig. III - 6) et pour corriger le nombre d'événements produits dans la voie $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$:

$$n_6 = (451 \pm 22) \times 1,9 = 857 \pm 42.$$

CHAPITRE III

Analyse des distributions expérimentales

L'objet de ce chapitre est l'analyse comparative des différentes distributions expérimentales que l'on peut extraire des six voies d'annihilation définies dans l'introduction, analyse qui a pour but de mettre en évidence des effets dynamiques se manifestant par l'intermédiaire des déformations qu'ils produisent dans les spectres expérimentaux, déformations définies par rapport aux distributions prédites par le modèle d'espace des phases.

1. Système $K\bar{K}$

Alors que dans les annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ à 700 MeV/c et 1200 MeV/c les systèmes $K\bar{K}$ se révèlent assez riches en résonances, aussi bien d'isospin 0 que 1, (Réf. III - 1 et III - 2), dans les annihilations à l'arrêt en quatre corps $K\bar{K}\pi\pi$ seul le ϕ (1020) semble être produit aussi bien dans le mode $K_1^0 K_2^0$ (Fig. III - 1 (a3)) que dans le mode $K^+ K^-$ (Fig. III - 1 (a4)).

Si dans les voies $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (Fig. III - 1 (a1)) et $K_1^0 K^+ \pi^-$ (Fig. III - 1 (a2)) les distributions expérimentales $M^2(K\bar{K})$ ne suivent pas la prédiction de l'espace des phases, elles ne présentent cependant aucune structure particulière.

Evaluation du taux d'annihilation $\bar{p}p \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$:

a) Utilisation de la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$:

Nous avons évalué sur l'histogramme $M^2(K_1^0 K_2^0)$ (Fig. III - 1 (a3)), à (7 ± 2) le pourcentage d'événements du type $\bar{p}p \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$.

$\downarrow$
 $K_1^0 K_2^0$

Sachant d'autre part que le rapport $\frac{\phi \rightarrow K_1^0 K_2^0 \text{ avec 1 } K_1^0 \text{ vu}}{\phi \rightarrow \text{total}}$ est égal à

$(39 \% \times \frac{2}{3})$, nous obtenons comme taux d'annihilation suivant le mode $\bar{p}p \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$:

$$R_1 = \frac{(7 \pm 2) 10^{-2} \times 3000 \times 3}{1,19 \times 10^6 \times 39 \times 10^{-2} \times 2} = (6,8 \pm 2) \times 10^{-4}$$

b) Utilisation de la voie $\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$:

Nous avons utilisé les 279 événements mesurés sur l'appareil automatique H.P.D afin d'avoir une estimation correcte du nombre d'événements du type $\bar{p}p \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$.
 $\downarrow$
 $K^+ K^-$

En effet, les 451 événements portés sur les histogrammes ne peuvent donner qu'une limite supérieure de la production de ϕ (1020), le mode de sélection de ces événements favorisant les combinaisons $K^+ K^-$ de faible masse effective.

Utilisant donc les 279 événements "non biaisés" et connaissant le rapport $\beta = \frac{\phi \rightarrow K^+ K^-}{\phi \rightarrow \text{total}}$ égal à 47 % nous avons obtenu pour le taux d'annihilation suivant le mode $\bar{p}p \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$:

$$R_2 = (21 \pm 5) \times \frac{\alpha}{\beta \times \gamma} = (8,4 \pm 2) \times 10^{-4}$$

avec
$$\begin{cases} \alpha = 48 \times 10^{-2} = \frac{\bar{p}p \rightarrow 4 \text{ branches}}{\bar{p}p \rightarrow \text{total}} \\ \gamma = 25\,000 \quad \text{événements 4 branches mesurés au H.P.D.} \end{cases}$$

Des deux valeurs compatibles R_1 et R_2 , nous pouvons tirer une valeur moyenne pour le taux d'annihilation suivant la voie $\bar{p}p \rightarrow \phi \pi^+ \pi^-$:

$$R = (7,6 \pm 1,4) \times 10^{-4}$$

2. Système $\pi\pi$

Dans les quatre voies (1), (2), (3) et (6), où les distributions de masse effective ($\pi\pi$) peuvent être obtenues, on note toujours une déviation du spectre expérimental par rapport à la courbe d'espace de phase

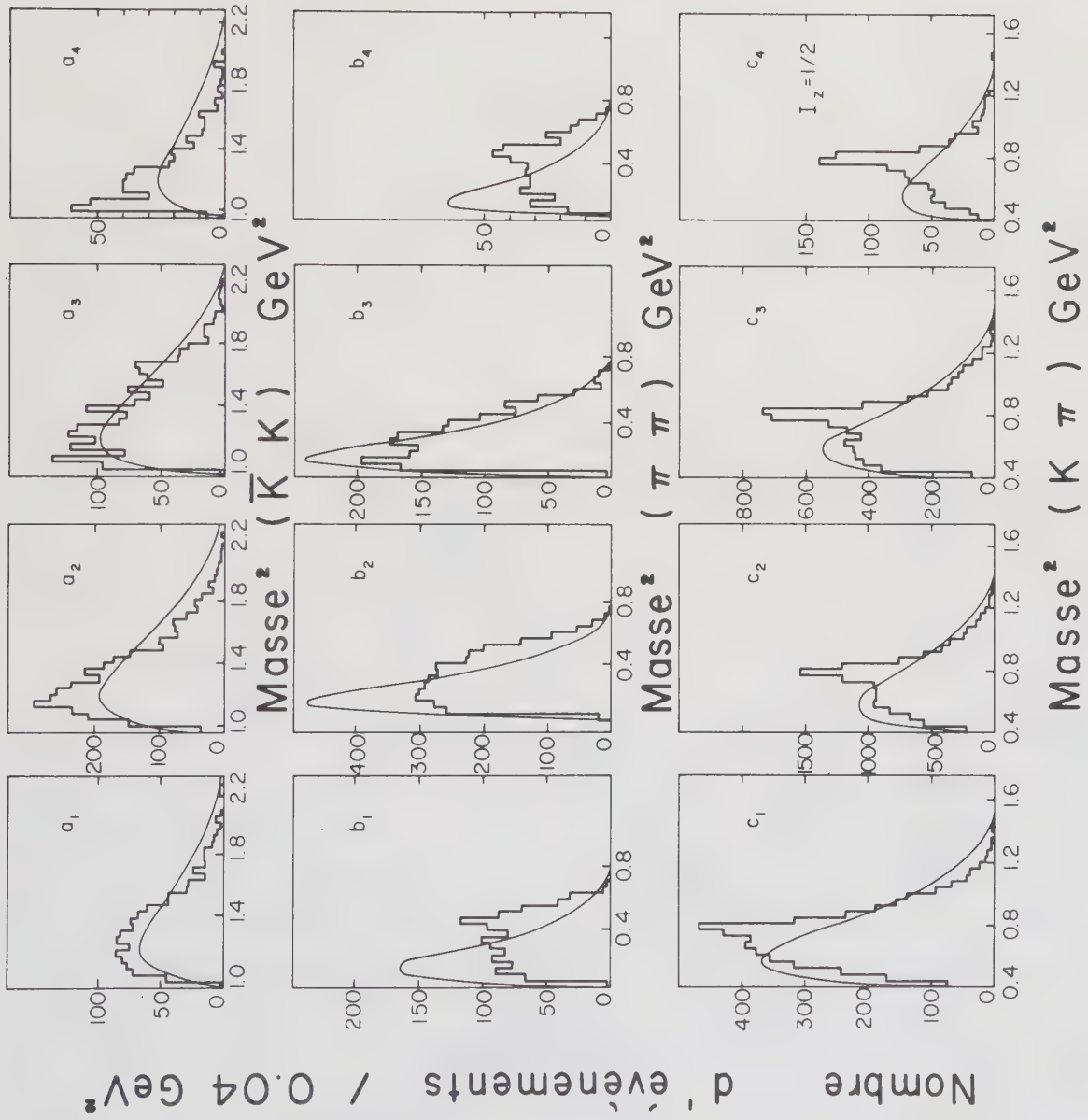


Fig. III - I

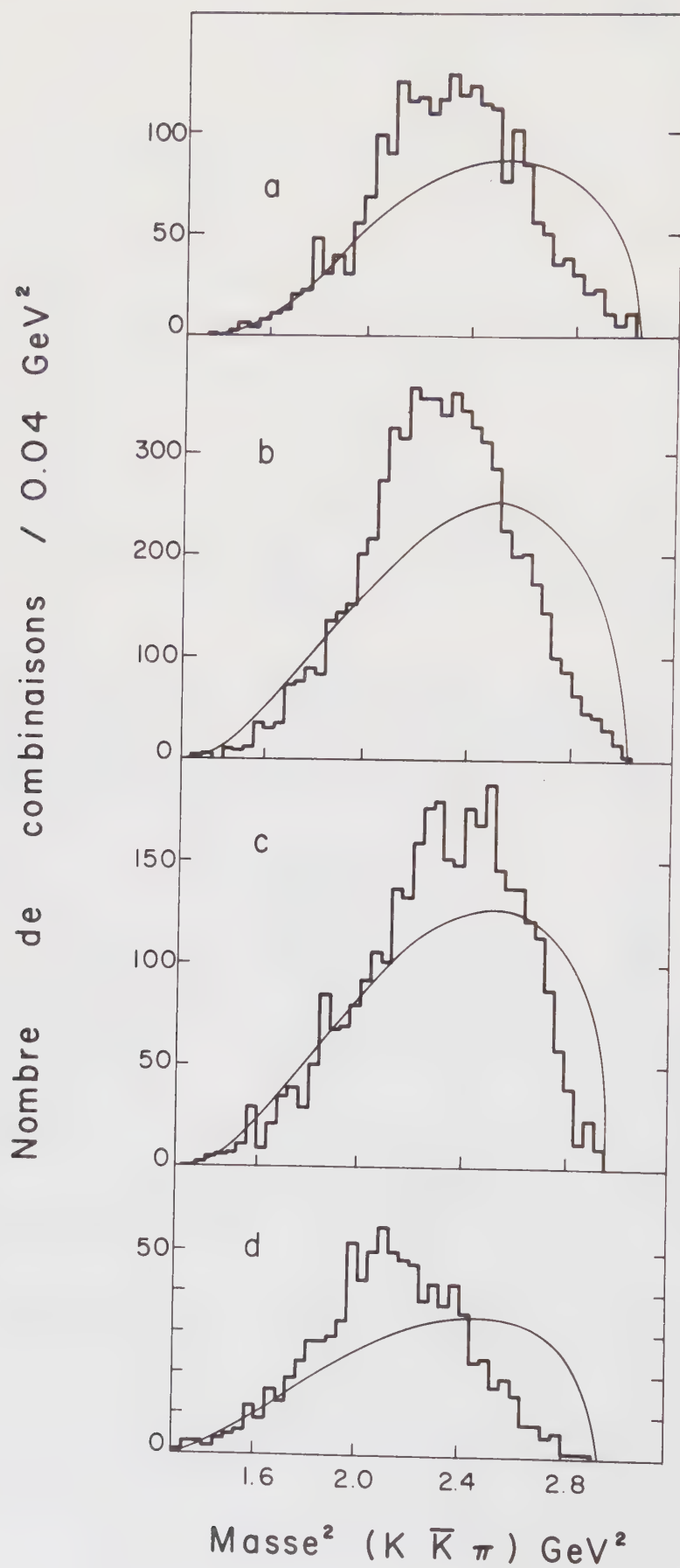


Fig. III - 2

(Fig. III - 1 (b)), déviation qui se traduit en général par une accumulation d'événements vers la région des hautes masses effectives ($\pi\pi$). Ce fait suggère la présence, dans les états finals $K\bar{K}\pi\pi$ considérés, de l'interaction ($\pi\pi$) d'isospin 1 (méson $\rho(770)$), la distorsion observée par rapport à la forme Breit-Wigner classique étant due tant à la limitation d'espace de phase (valeur $Q \approx 100$ MeV), qu'à la largeur relativement importante de cette interaction.

Nous devons cependant noter que la production apparente de $\rho(770)$ varie suivant l'état final considéré ; en effet, alors qu'il semble abondamment produit dans les états $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (Fig. III - 1 (b1)) et $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ (Fig. III - 1 (b4)) sa présence est plus discrète dans l'état $K_1^0 K^+ \pi^+ \pi^-$ (Fig. III - 1 (b2)) tandis qu'il ne semble pas contribuer à l'état $K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ (Fig. III - 1 (b3)).

3. Système $K\pi$

Les distributions de masse effective ($K\pi$) (Fig. III - 1 (c)) montrent une production importante de $K^*(892)$ dans les états finals (2), (3), et (6), cette production étant moins abondante, du moins à première vue, dans la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (Fig. III - 1 (c1)).

4. Système $K\bar{K}\pi$

Malgré de fortes déviations par rapport aux courbes d'espace de phase (Fig. III - 2) les distributions expérimentales $M^2(K\bar{K}\pi)$ dont nous disposons ne présentent aucune structure particulière. La quasi-totalité des résonances $K\bar{K}\pi$ connues étant d'isospin 0 ($D^0(1280)$, $E^0(1420)$, $f^0(1515)$), seule la distribution $M^2(K_1^0 K^+ \pi^+)$ dans la réaction (2), pourrait permettre leur observation. Le méson $F_1(1560)$, probablement d'isospin 1, récemment découvert dans les annihilations $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ à 700 MeV/c (Réf. III - 3), n'apparaît pas, lui non plus, être présent dans nos états finals $K\bar{K}\pi\pi$ résultant d'annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt : la seule structure apparente se trouve dans la distribution $M^2(K_1^0 K_2^0 \pi^+)$; encore faut-il noter que ce spectre est obtenu par soustraction (voir chap. II - par. 4) et que, par suite,

l'erreur statistique relativement importante ne permet pas de considérer cette structure comme significative.

5. Système $K\pi\pi$

Le système ($K\pi\pi$) est le plus intéressant à étudier ; en effet, dans toutes les voies d'annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$, sauf une (réaction 4), les distributions $M^2(K\pi\pi)$ laissent apparaître un pic très significatif au voisinage de 1250 MeV ($1,56 \text{ GeV}^2$) ainsi que, de manière moins prononcée et seulement dans certains cas, un second pic ou plutôt un épaulement au voisinage de 1320 MeV ($1,74 \text{ GeV}^2$).

Nous nous proposons de discuter expérimentalement l'existence possible d'une ou deux résonances dans le système $K\pi\pi$, en examinant un à un les six spectres $M^2(K\pi\pi)$.

$$a) \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$$

Ainsi que le montre la figure (III - 3a) la distribution $M^2(K_1^0 \pi^+ \pi^-)$ est caractérisée par un pic centré aux environs de 1250 MeV et par un épaulement vers 1320 MeV, tous deux étant associés aux productions de $K^*(892)$ et de $\rho(770)$, le rapport signal sur bruit de fond passant par un maximum lors de sélections $K^*(892)$ ou $\rho(770)$.

$$b) \quad \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^0$$

Cette réaction est particulièrement intéressante pour l'étude de résonances dans le système $K\pi\pi$; en effet, elle permet l'étude simultanée des combinaisons $K\pi\pi$ neutre (Fig. III - 3b) et chargée (Fig. III - 3c). Le fait le plus remarquable est l'assymétrie importante entre les deux distributions : alors que la combinaison $K\pi\pi$ neutre présente essentiellement un pic aux alentours de 1250 MeV, l'épaulement à 1320 MeV étant pratiquement inexistant, la combinaison chargée montre que le pic à 1250 MeV, tout en restant significatif, devient moins important tandis que l'épaulement à 1320 MeV s'est transformé en un pic très prononcé. Cette assymétrie, surprenante au premier abord, s'explique aisément par des interférences entre états

Nombre de combinaisons / 0.04 GeV²

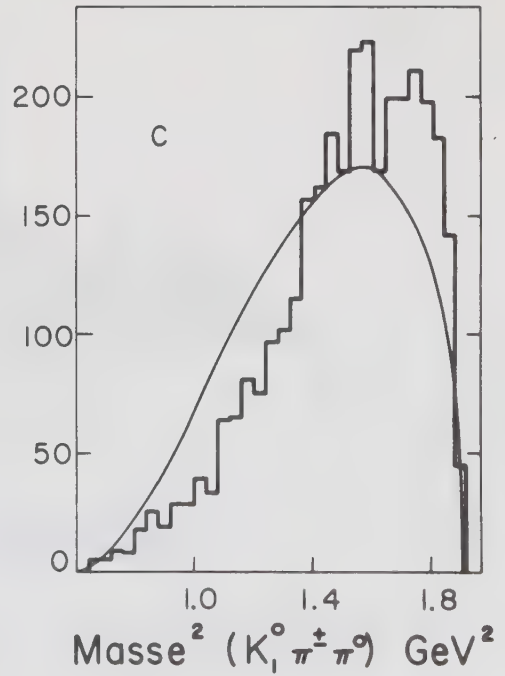
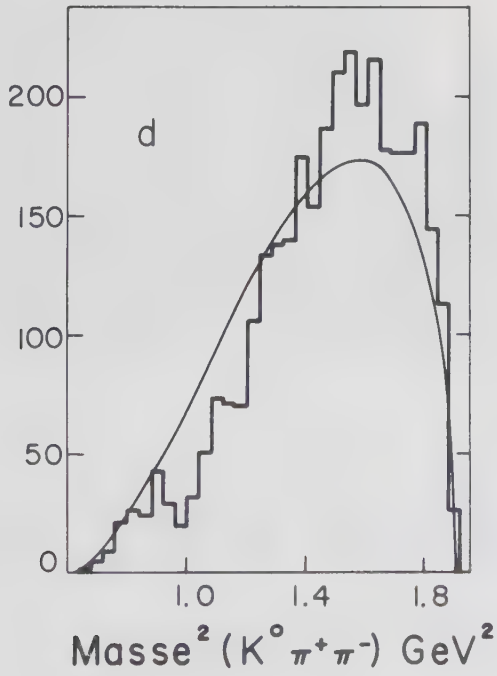
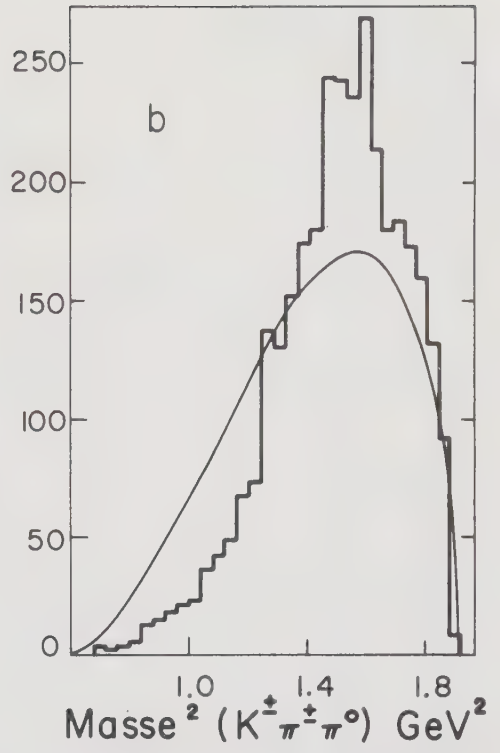
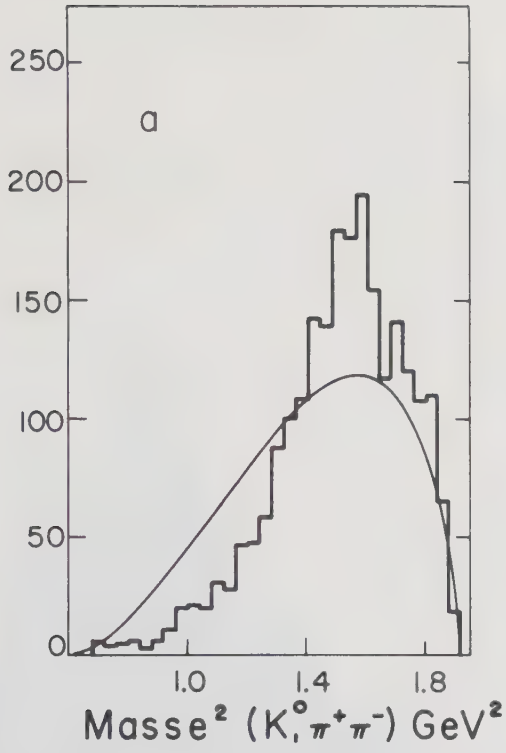


Fig. III - 3

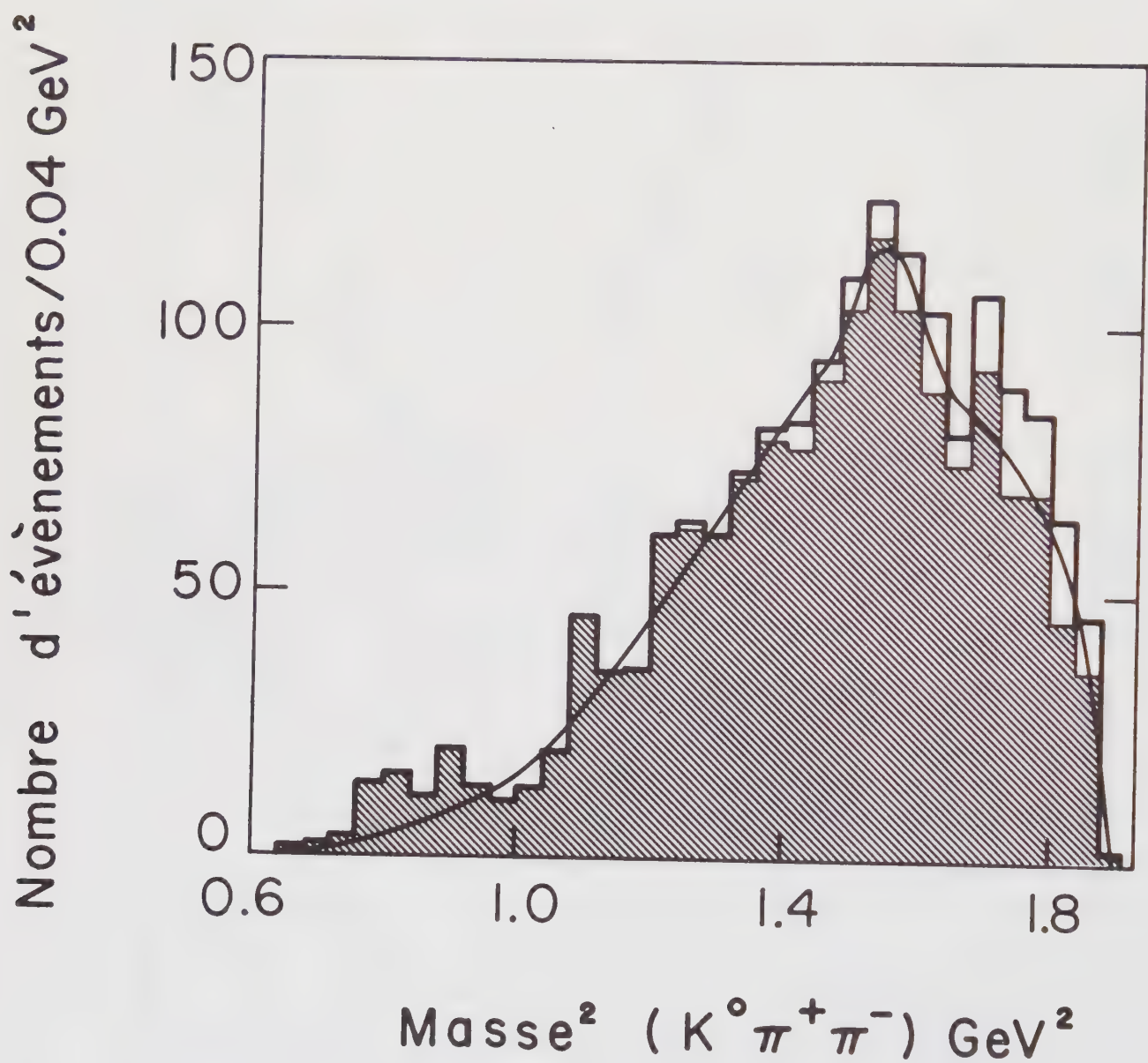


Fig. III - 4

finals d'isospin 0 ou 1 (voir chap. VII - par. 2) si l'on suppose que la bosse à 1250 MeV est une résonance d'isospin 1/2 : en effet, de telles interférences permettent une production différente de $(K\pi\pi)_{1250}$ neutre et chargé ; or, cinématiquement une résonance dans une combinaison $(K\pi\pi)$, centrée aux alentours de 1250 MeV, a un effet de réflexion dans l'autre combinaison $(K\pi\pi)$ qui se situe vers 1320 MeV, ce qui explique la différence entre les deux régions $(K\pi\pi)_{1320}$.

De même que dans la réaction (1), la bosse $(K\pi\pi)_{1250}$ est ici fortement associée à la production de $K^*(892)$, la corrélation avec le $\rho(770)$ étant apparemment plus faible, celui-ci étant moins abondamment produit dans la réaction (2) que dans la réaction (1).



Dans cette réaction, tandis qu'on observe encore l'épaulement $(K\pi\pi)_{1320}$, la bosse $(K\pi\pi)_{1250}$ apparaît comme moins significative que précédemment, tout en restant fortement corrélée au $K^*(892)$ mais non au $\rho(770)$ celui-ci n'étant pratiquement pas produit dans la réaction (3). Une partie importante de l'épaulement à 1320 MeV est due à la réflexion du $\phi(1020)$ ainsi que le montre la figure (III - 4) où la partie hachurée du spectre $K\pi\pi$ représente la contribution des événements obtenus après soustraction du $\phi(1020)$.



La distribution $M^2(K_1^0 \pi^0 \pi^0)$ correspondant à la partie hachurée de la figure (III - 5a), ne laisse apparaître aucune structure ni vers 1250 MeV ni vers 1320 MeV. Nous verrons par la suite (chap. VI - par. 4) que cette absence de structure nous fournira un argument quant au choix de la série spin-parité pour la résonance $K\pi\pi$ à 1250 MeV.



Sur la figure (III - 5b) où sont mélangés des événements $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0$ et $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0$ nous pouvons observer, outre le $K^*(892)$

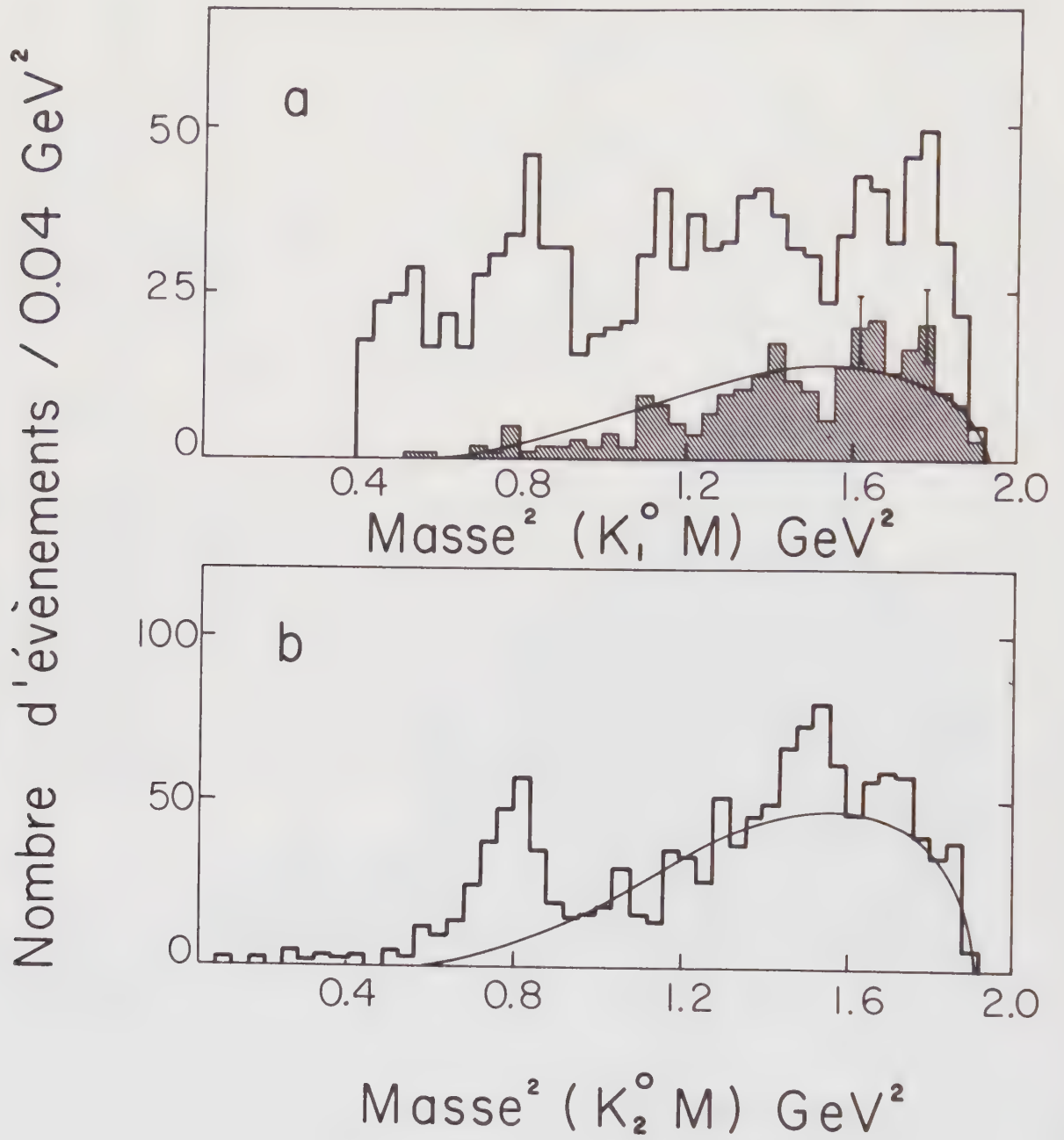


Fig. III - 5

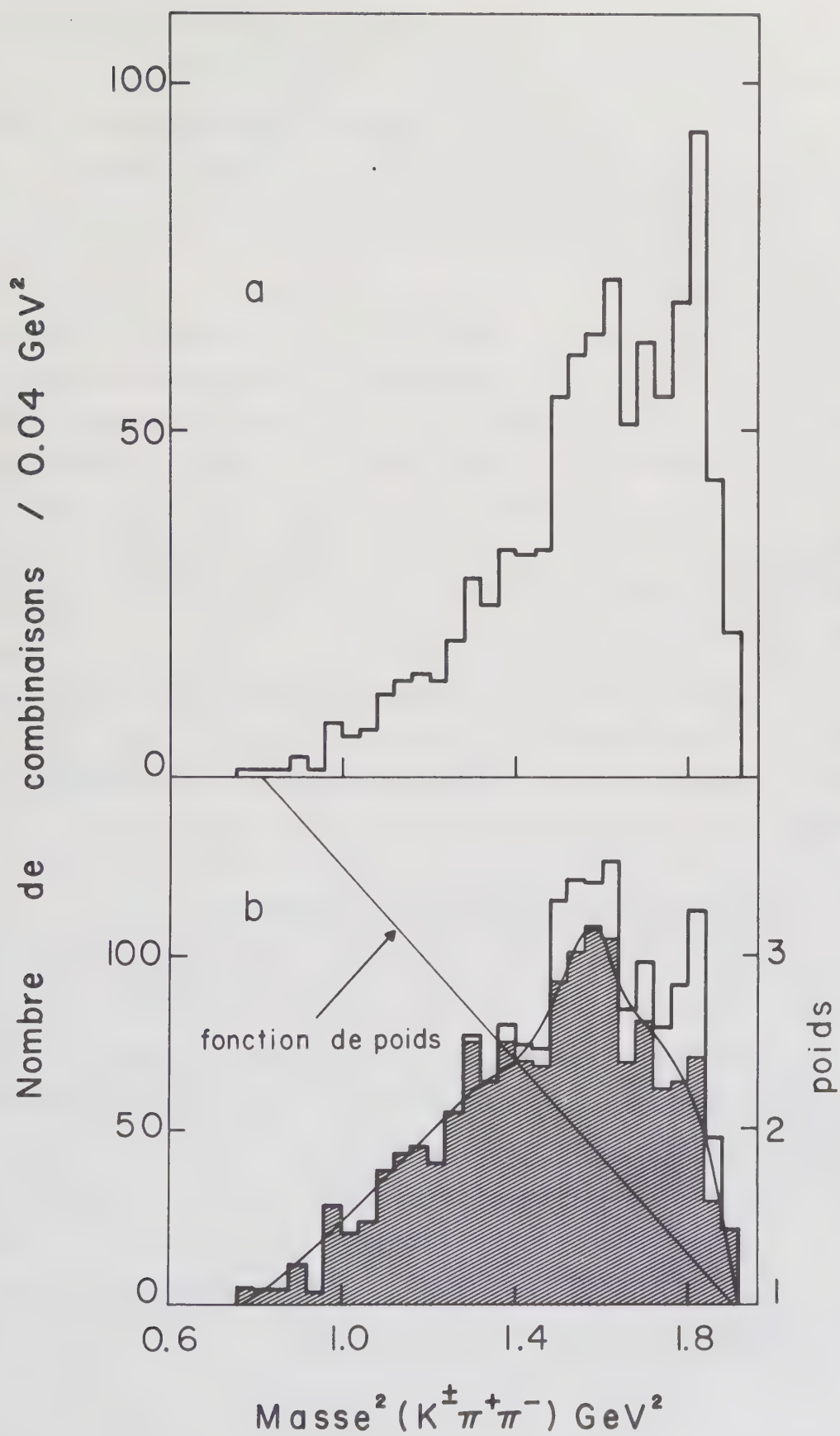


Fig. III - 6

dû aux événements trois corps, la bosse $(K\pi\pi)_{1250}$, alors que l'épaulement $(K\pi\pi)_{1320}$ est légèrement déplacé vers les faibles masses.

Bien que l'on ne puisse le prouver expérimentalement il est vraisemblable que le $\phi(1020)$ produit dans la réaction (5) soit à l'origine d'une fraction de l'épaulement $(K\pi\pi)_{1320}$.

$$f) \quad \bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$$

Si l'on examine la figure (III - 6a) on observe que la distribution $M^2(K^+ \pi^- \pi^+)$ des événements non traités met en évidence deux bosses, l'une centrée vers 1250 MeV et l'autre vers 1340 MeV, cette dernière étant beaucoup plus importante. Cependant, ainsi qu'on peut le constater sur la figure (III - 6b), cette distribution $M^2(K^+ \pi^- \pi^+)$ prend une forme plus "classique" après pondération pour tenir compte du biais favorisant la sélection des événements de forte masse $K\pi\pi$ (voir chap. II - par. 7), et après élimination de la réflexion du $\phi(1020)$.

La distribution ainsi obtenue (histogramme hachuré de la figure (III - 6b)) laisse apparaître la classique bosse $(K\pi\pi)_{1250}$ étroitement associée à la production de $K^*(890)$ et de $\rho(770)$, ainsi que l'épaulement $(K\pi\pi)_{1320}$.

g) Conclusions expérimentales sur les spectres $K\pi\pi$

L'étude détaillée des distributions $K\pi\pi$ dans les six réactions que nous étudions nous permet de tirer quelques conclusions :

Dans toutes les réactions sauf une (réaction (4)), la distribution de masse carrée $K\pi\pi$ ne suit pas la courbe d'espace de phase mais présente deux "structures" particulières :

- une bosse centrée vers 1250 MeV
- un épaulement vers 1320 MeV.

Cependant il ne semble pas, au niveau actuel de notre étude, qu'il faille accorder le même crédit aux deux effets :

- D'une part, tandis que l'effet $(K\pi\pi)_{1250}$ apparaît comme significatif, l'effet $(K\pi\pi)_{1320}$ semble être, sauf pour la combinaison $K\pi\pi$ chargée dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^0$, beaucoup moins évident.

- D'autre part, alors qu'on ne peut expliquer l'effet $(K\pi\pi)_{1250}$ de façon purement cinématique (réflexion de $K^*(890)$, $\rho(770)$, $\phi(1020)$), cet effet existant même lorsque, par exemple, le $\rho(770)$ n'est pas produit dans l'état final considéré (voir réaction (5)), il est toujours possible de trouver une cause logique et simple à l'existence de l'effet $(K\pi\pi)_{1320}$: réflexion du $\phi(1020)$ lorsqu'il est produit (réactions (3), (5), (6)), réflexion de l'effet $(K\pi\pi)_{1250}$ (dans toutes les réactions), ou encore biais expérimentaux (réaction (6)).

L'information expérimentale dont nous disposons nous incite donc à considérer l'effet $(K\pi\pi)_{1250}$ comme un effet dynamique étroitement lié à la production de $K^*(892)$ et de $\rho(770)$, alors que l'effet $(K\pi\pi)_{1320}$ ne semble pas devoir jouer le même rôle bien qu'on ne puisse exclure a priori l'existence d'un système $K\pi\pi$ résonant au voisinage de 1320 MeV (Réf. III - 4)

6. Résumé de la situation expérimentale

Nous pouvons dégager les faits suivants de l'analyse des diverses distributions expérimentales dans les six états finals $K\bar{K}\pi\pi$:

- présence de $\phi(1020)$ dans les voies $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ et $\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$, seule résonance $K\bar{K}$ apparemment produite dans les annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ à l'arrêt

- absence de $\rho(770)$ dans la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$, celui-ci ne pouvant, dans cette voie, être produit (conservation de la conjugaison de charge) que dans l'état singulet 1S_0 , ce qui constitue une indication supplémentaire (voir chap. II - par. 5) quant à la prédominance de l'état triplet 3S_1 dans les annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ à l'arrêt

- abondance de $K^*(892)$ dans toutes les voies

- absence explicable des résonances $K\bar{K}\pi$ connues, celles-ci ayant des nombres quantiques incompatibles avec ceux des états finals $K\bar{K}\pi\pi$ produits dans les annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt

- présence d'une, et peut-être de deux résonances $K^*\pi$; retenons toutefois que si la résonance $K\pi\pi(1250)$ est clairement mise en évidence, par contre la présence, dans les états finals $K\bar{K}\pi\pi$, de la résonance $K\pi\pi(1320)$ semble plus douteuse. Rappelons de plus, qu'à l'heure actuelle, aucun K^* de masse inférieure à 1380 MeV (limite de notre espace des phases pour la masse $K\pi\pi$), mis à part le $K^*(892)$, n'est bien établi (existence ou nombres quantiques).

Dans les chapitres à venir, nous allons essayer de confirmer nos premières constatations expérimentales et de fournir des résultats quantitatifs sur les différents états finals ainsi que sur l'existence et les propriétés d'une ou plusieurs résonances dans le système $K\pi\pi$. Pour cela, nous utiliserons une méthode d'analyse dont nous commencerons à dégager les grands principes au cours des deux chapitres suivant.

CHAPITRE IV

Cadre théorique pour l'analyse des réactions

$$\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$$

Après la mise en évidence de certains phénomènes expérimentaux nous devons maintenant, au moyen d'une étude quantitative, préciser les caractéristiques des divers états finals $K\bar{K}\pi\pi$. Pour cela, il nous faut construire un modèle dans le cadre duquel nous placerons notre analyse. Il est évident que certaines de nos conclusions seront susceptibles de dépendre du choix de ce modèle, plusieurs approximations étant nécessaires.

Dans ce chapitre, après avoir énoncé nos hypothèses de base et précisé les nombres quantiques de l'état initial, nous définirons les amplitudes partielles de transition au moyen d'une décomposition, dans une base donnée d'isospin, des états finals $K\bar{K}\pi\pi$. Nous traiterons ensuite la dépendance en énergie des amplitudes partielles de transition : adoption d'un formalisme issu du théorème d'interactions dans l'état final, prise en considération des effets de moments angulaires au moyen de la représentation tensorielle des spins développée par Zemach, et enfin formulation de la dynamique des interactions.

1. Hypothèses de base

a) Annihilations des $\bar{p}$ à l'arrêt dans l'état S

Plusieurs études théoriques (Réf. IV - 1) ont montré que, très probablement, l'annihilation $\bar{p}p$ à l'arrêt avait lieu dans un état de moment angulaire relatif $l_{\bar{p}p}$ nul. Expérimentalement, ce résultat théorique a été vérifié de façon très satisfaisante :

- la première vérification expérimentale a consisté à mesurer l'intervalle de temps séparant la capture électromagnétique de π^- , K^- et Σ^- par les protons, de la désintégration des systèmes $p\pi^-$, pK^- , $p\Sigma^-$

(Réf. IV - 2). Ces résultats positifs ont conduit, par interpolation, à admettre qu'il en était de même pour les $\bar{p}$ dont la masse est intermédiaire entre celles des K^- et des Σ^- .

- La deuxième preuve expérimentale est donnée par la valeur du rapport $\frac{\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0}{\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0} \leq \frac{4}{650}$ c'est-à-dire inférieure à 6,1 ‰. Or on démontre aisément au moyen des lois de conservation de la parité et de la conjugaison de charge (Réf. IV - 3) que l'annihilation $\bar{p}p$ dans l'état S ($\ell_{\bar{p}p} = 0$) interdit la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0$ mais non la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0$. Inversement, la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0$ est permise dans les annihilations $\bar{p}p$ en état P ($\ell_{\bar{p}p} = 1$) alors que la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0$ est interdite.

Nous supposons donc que toutes les annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt ont lieu dans l'état S, hypothèse qui nous permettra une analyse détaillée des états finals $K\bar{K}\pi\pi$ tenant compte des phénomènes d'interférences entre les différentes amplitudes en présence dans ces états finals, phénomènes dont nous avons déjà entrevu l'importance (voir chap. III - par. 5b).

b) Incohérence entre les états initiaux singulet et triplet

Adoptant la notation classique en spectroscopie : $^m L_J$

où L est le moment angulaire orbital
 J le moment angulaire total
 m la multiplicité de spin

nous voyons que l'annihilation $\bar{p}p$ peut se faire soit dans l'état singulet 1S_0 , soit dans l'état triplet 3S_1 .

En toute généralité, ces deux états doivent être traités de façon cohérente, c'est-à-dire qu'ils obéissent à une loi de composition au niveau des amplitudes.

Toutefois, il est facile de montrer que tant que l'on observe des distributions de variables cinématiques, c'est-à-dire de variables internes à l'état final, l'effet sur ces distributions des termes d'interférence entre amplitudes 1S_0 et 3S_1 est rigoureusement nul (Réf. IV - 4 et IV - 5).

Ceci nous permet d'écrire tout élément de matrice de transition $|M|^2 = |\langle f|M|i \rangle|^2$ sous la forme symbolique suivante :

$$|M|^2 = |S|^2 + |T|^2$$

où S est l'amplitude totale de transition dans l'état 1S_0 et T l'amplitude totale de transition dans l'état 3S_1 .

2. Nombres quantiques de l'état initial

Soit un système nucléon-antinuécléon de moment angulaire relatif ℓ , de spin $s = 0,1$ et d'isospin $I = 0,1$. Utilisant les relations suivantes, définissant les nombres quantiques d'un tel système :

Parité : $P = (-1)^{\ell + 1}$

Conjugaison de charge : $C = (-1)^{\ell + s}$

Parité isotopique : $G = C (-1)^I$

Moment angulaire total : $J = |\ell - s|, \ell, \ell + s$

nous obtenons, dans le tableau ci-dessous, les caractéristiques des quatre états initiaux possibles $\bar{p}p$ en onde $\ell = 0$:

Tableau IV - 1

Etat initial	J	P	C	I	G
1S_0	0	-	+	0	+
	0	-	+	1	-
3S_1	1	-	-	0	-
	1	-	-	1	+

3. Décomposition en isospin - Symétries des amplitudes partielles

Nous cherchons, pour une réaction $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ donnée, à déterminer les amplitudes réduites de transition conservant l'isospin et la conjugaison de charge. Il s'agit pour cela de définir une base complète de représentation dans laquelle sera exprimé l'état final $K\bar{K}\pi\pi$ considéré.

En fait une telle base n'est pas unique : l'isospin du système $K\bar{K}\pi\pi$ étant fixé il s'agit encore de préciser les isospins I_a et I_b , tel que $I = I_a + I_b$, où a et b représentent deux sous-systèmes du système $K\bar{K}\pi\pi$.

Une base de représentation commode est la base sous-tendue par les vecteurs $|\chi_{I_{K\bar{K}}, I_{\pi\pi}}^{\epsilon I} \rangle$ où

$$\left\{ \begin{array}{ll} \epsilon = \pm 1 & \text{est la conjugaison de charge} \\ I = 0, 1 & \text{est l'isospin total de l'état } K\bar{K}\pi\pi \\ I_{K\bar{K}} & \text{est l'isospin du système } K\bar{K} \\ I_{\pi\pi} & \text{est l'isospin du système } \pi\pi. \end{array} \right.$$

En effet, l'état final $K\bar{K}\pi\pi$ étant un état pur de bosons, sa fonction d'onde totale doit être paire dans l'échange de deux particules identiques ; or, cette fonction d'onde totale est le produit d'une fonction d'onde d'espace par une fonction d'onde d'isospin : les symétries ou antisymétries des variables internes de cette fonction d'onde d'isospin explicitées dans la décomposition en isospin induisent donc de façon bi-univoque les symétries ou antisymétries des variables d'espace de la fonction d'onde d'espace.

Utilisant donc cette base $(K\bar{K}), (\pi\pi)$ nous pouvons écrire l'expression de la transition de l'état initial $\bar{p}p$ vers l'état final $K\bar{K}\pi\pi$:

$$S|\bar{p}p + \epsilon \bar{p}p \rangle = \sum_{I, I_{K\bar{K}}} A_{I_{K\bar{K}}, I_{\pi\pi}}^{\epsilon I} |\chi_{I_{K\bar{K}}, I_{\pi\pi}}^{\epsilon I} \rangle$$

avec $I = I_{K\bar{K}} + I_{\pi\pi}$

Dans cette expression les $A_{I_{K\bar{K}}, I_{\pi\pi}}^{\epsilon I}$ représentent les éléments de matrice S de transition :

$$A_{I_{K\bar{K}}, I_{\pi\pi}}^{\epsilon I} = \langle \chi_{I_{K\bar{K}}, I_{\pi\pi}}^{\epsilon I} | S | \bar{p}p + \epsilon p\bar{p} \rangle$$

Nous donnerons dans l'appendice A les expressions complètes des fonctions d'onde d'isospin $\chi_{I_{K\bar{K}}, I_{\pi\pi}}^{\epsilon I}$, expressions qui déterminent, dans l'espace d'isospin, les propriétés de symétries des différents états finals dans l'échange des K ou des π .

A partir de ces expressions et tenant compte

- d'une part des conventions suivantes :

$$K_1^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 + \bar{K}^0) \quad \text{et} \quad K_2^0 = \frac{1}{\sqrt{2}} (K^0 - \bar{K}^0) \quad \text{c'est-à-dire}$$

$$(K^0 \bar{K}^0 + \bar{K}^0 K^0) = (K_1^0 K_1^0 - K_2^0 K_2^0)$$

$$(K^0 \bar{K}^0 - \bar{K}^0 K^0) = (K_2^0 K_1^0 - K_1^0 K_2^0)$$

- et d'autre part du fait que nous n'observons que le mode de désintégration $K_1^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$, ce qui introduit un facteur $\sqrt{\frac{2}{3}}$ au niveau des amplitudes, nous obtenons les expressions des carrés des éléments de matrice pour les six réactions qui nous intéressent :

$$R_1 = |\langle \bar{p}p | S | K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \rangle|^2$$

$$R_2 = |\langle \bar{p}p | S | K^0 K^+ \pi^- \pi^0 \rangle|^2$$

$$R_3 = |\langle \bar{p}p | S | K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- \rangle|^2$$

$$R_4 = |\langle \bar{p}p | S | K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0 \rangle|^2$$

$$R_5 = |\langle \bar{p}p | S | K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0 \rangle|^2$$

$$R_6 = |\langle \bar{p}p | S | K^+ K^- \pi^+ \pi^- \rangle|^2$$

Dans les expressions des R_i ($i = 1, 6$) nous avons tenu compte de la non interférence entre les états $\epsilon = +1$ (1S_0) et $\epsilon = -1$ (3S_1) (voir chap. IV - par. 1b).

$$R_1 = \frac{4}{9} \left| -\frac{1}{\sqrt{6}} A_{00}^{+0} + \frac{1}{\sqrt{6}} A_{10}^{+1} - \frac{1}{\sqrt{30}} A_{12}^{+1} \right|^2 + \frac{4}{9} \left| -\frac{1}{\sqrt{12}} A_{11}^{-0} - \frac{1}{2} A_{01}^{-1} \right|^2$$

$$R_2 = \frac{2}{3} \left| \frac{1}{\sqrt{3}} A_{11}^{+0} + \frac{1}{\sqrt{2}} A_{11}^{+1} + \sqrt{\frac{3}{10}} A_{12}^{+1} \right|^2 + \frac{2}{3} \left| \frac{1}{\sqrt{3}} A_{11}^{-0} + \frac{1}{\sqrt{2}} A_{11}^{-1} + \sqrt{\frac{3}{10}} A_{12}^{-1} \right|^2$$

$$R_3 = \frac{2}{3} \left| -\frac{1}{\sqrt{6}} A_{11}^{+0} - \frac{1}{\sqrt{2}} A_{01}^{+1} \right|^2 + \frac{2}{3} \left| -\frac{1}{\sqrt{3}} A_{00}^{-0} + \frac{1}{\sqrt{3}} A_{10}^{-1} - \frac{1}{\sqrt{15}} A_{12}^{-1} \right|^2$$

$$R_4 = \frac{4}{9} \left| \frac{1}{\sqrt{12}} A_{00}^{+0} - \frac{1}{\sqrt{12}} A_{10}^{+1} - \frac{1}{\sqrt{15}} A_{12}^{+1} \right|^2$$

$$R_5 = \frac{2}{3} \left| \frac{1}{\sqrt{6}} A_{00}^{-0} - \frac{1}{\sqrt{6}} A_{10}^{-1} - \frac{2}{\sqrt{30}} A_{12}^{-1} \right|^2$$

$$R_6 = \left| \frac{1}{\sqrt{3}} A_{00}^{+0} - \frac{1}{\sqrt{6}} A_{11}^{+0} + \frac{1}{\sqrt{2}} A_{01}^{+1} + \frac{1}{\sqrt{3}} A_{10}^{+1} - \frac{1}{\sqrt{15}} A_{12}^{+1} \right|^2 \\ + \left| \frac{1}{\sqrt{3}} A_{00}^{-0} - \frac{1}{\sqrt{6}} A_{11}^{-0} + \frac{1}{\sqrt{2}} A_{01}^{-1} + \frac{1}{\sqrt{3}} A_{10}^{-1} - \frac{1}{\sqrt{15}} A_{12}^{-1} \right|^2$$

Les symétries d'espace dans les différentes amplitudes $A_{I_{K\bar{K}}, I_{\pi\pi}}^{\epsilon I}$ sont obtenues soit au moyen des expressions $\chi_{I_{K\bar{K}}, I_{\pi\pi}}^{\epsilon I}$ données dans l'appendice A, soit en utilisant les règles suivantes :

$$G_{pp}^- = \epsilon (-1)^I = G_{K\bar{K}} G_{\pi\pi} = G_{K\bar{K}} = (-1)^{l_{K\bar{K}} + I_{K\bar{K}}}$$

Les deux méthodes conduisent évidemment aux mêmes résultats que nous présentons dans le tableau suivant, la parité des moments angulaires $l_{\pi\pi}$ étant imposée par le fait que $(I_{\pi\pi} + l_{\pi\pi})$ doit être un nombre pair puisque $G_{\pi\pi} = 1$:

Tableau IV - 2

	G_{pp}^-	$\ell_{K\bar{K}}$	$\ell_{\pi\pi}$	Etat initial
A_{00}^{+0}	+	+	+	1S_0
A_{11}^{+0}	+	-	-	
A_{01}^{+1}	-	-	-	
A_{10}^{+1}	-	+	+	
A_{11}^{+1}	-	+	-	
A_{12}^{+1}	-	+	+	
A_{00}^{-0}	-	-	+	
A_{11}^{-0}	-	+	-	
A_{01}^{-1}	+	+	-	3S_1
A_{10}^{-1}	+	-	+	
A_{11}^{-1}	+	-	-	
A_{12}^{-1}	+	-	+	

Ces amplitudes partielles de transition étant définies il s'agit maintenant d'expliciter leurs dépendances cinématique et dynamique dans le cadre d'un modèle que nous allons définir ci-après.

4. Modèle d'interactions dans l'état final

Dans la mesure où il n'existe pratiquement aucun modèle vraiment élaboré pour les annihilations nucléon-antinucleon nous sommes réduits à faire des approximations, aussi bien dans la formulation de la dynamique des interactions prises en considération que dans le choix même de ces interactions.

Le problème des interactions à quatre corps n'est pas résolu théoriquement ; quant à celui des interactions à trois corps, la résolution des équations de Faddeev n'est possible, au moyen de certaines approximations, que dans des cas particuliers pour lesquels les moyens de calcul à mettre en oeuvre sont considérables.

Finalement, seules les interactions à deux corps se prêtent à une analyse détaillée, aussi bien théoriquement qu'expérimentalement. C'est pourquoi nous avons adopté un modèle dans lequel ne figurent que les interactions de deux corps ou de quasi-deux corps ; ce modèle suppose, pour deux corps dans une onde de moment angulaire et d'isospin donnés, que l'interaction entre ces deux corps est forte comparée à l'amplitude de simple production (Réf. IV - 6) ; l'hypothèse dynamique du modèle consiste alors à admettre que la dépendance en énergie de la phase de l'amplitude d'annihilation est donnée par la dépendance en énergie de la phase de l'amplitude de diffusion des deux corps considérés.

L'idée de base du modèle étant introduite, il faut définir un choix d'interactions deux corps ou quasi-deux corps dans les états finals $K\bar{K}\pi\pi$.

Adoptant une attitude phénoménologique, nous n'avons pris en considération que les interactions deux corps ou quasi-deux corps suggérées par l'analyse des distributions expérimentales : cette façon de voir nous conduit à définir alors un modèle phénoménologique d'interactions dans l'état final.

Dans le cadre d'un tel modèle, nous pouvons être amenés à manipuler un nombre relativement important d'amplitudes partielles ce qui peut conduire à des difficultés soit d'ordre théorique, la validité du modèle d'interactions

dans l'état final étant d'autant meilleure que le nombre d'interactions deux corps est plus faible, soit d'ordre pratique, le temps de calcul devenant considérable et la détermination des paramètres inconnus plus délicate. Afin de remédier à ces inconvénients nous ne considérerons que les processus deux corps faisant intervenir les moments angulaires relatifs les plus bas, la justification de ce choix résidant dans le fait que l'énergie relativement peu élevée à répartir entre les quatre particules de l'état final $K\bar{K}\pi\pi$, limite, par effet de barrière centrifuge, la production de moments angulaires élevés : nous ne tiendrons compte que d'ondes $\ell = 0$ ou $\ell = 1$.

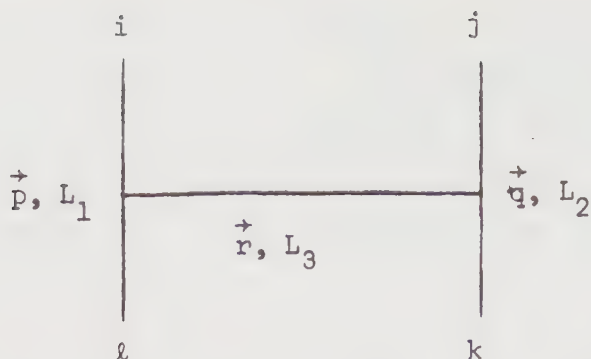
5. Représentation des moments angulaires

Au lourd et compliqué formalisme d'hélicité pratiquement inutilisable dans les cas où l'on considère plus de trois particules, nous avons préféré, pour représenter les moments angulaires, utiliser le formalisme des tenseurs cartésiens de Zemach dont l'extension relativiste est relativement simple (Réf. IV - 7). On trouvera des exemples d'utilisation de ce formalisme en Référence IV - 8.

Les notations ainsi que les expressions relativistes utilisées pour représenter la dépendance en moment angulaire des amplitudes de transition seront développées dans l'appendice B.

Rappelons simplement ici la forme de la partie angulaire d'une amplitude partielle de transition dans le cas non relativiste, l'extension relativiste ne remettant pas en cause les principes mêmes de la théorie, le seul problème se posant alors étant celui de la formulation tensorielle invariante de Lorentz.

Soit quatre particules sans spin i, j, k, ℓ groupées suivant le couplage



où $\vec{p}$ est l'impulsion relative du système (i, l)
 $\vec{q}$ est l'impulsion relative du système (j, k)
 $\vec{r}$ est l'impulsion relative du système (il, jk)

et L_1 est le moment angulaire relatif du système (i, l)
 L_2 est le moment angulaire relatif du système (j, k)
 L_3 est le moment angulaire relatif du système (il, jk)

Les L_i ($i = 1, 3$) sont tels que $\vec{L}_1 + \vec{L}_2 + \vec{L}_3 = \vec{J}$ où J est le moment angulaire total, égal dans notre cas à 0 ($1S_0$) ou 1 ($3S_1$).

Nous représenterons les moments angulaires L_1 , L_2 et L_3 par les tenseurs symétriques et sans trace $T^{L_1}(\vec{p})$ de rang L_1 , $T^{L_2}(\vec{q})$ de rang L_2 et $T^{L_3}(\vec{r})$ de rang L_3 , ces tenseurs se comportant respectivement comme des représentations de spin L_1 , L_2 et L_3 dans les rotations des systèmes (i, l), (j, k) et (il, jk). A partir de ces trois tenseurs nous pouvons alors construire le tenseur $T^J(\vec{p}, \vec{q}, \vec{r})$ de rang J et se comportant comme une représentation de spin J dans les rotations du système (i j k l) :

$$T^J(\vec{p}, \vec{q}, \vec{r}) = T^{L_1}(\vec{p}) \otimes T^{L_2}(\vec{q}) \otimes T^{L_3}(\vec{r})$$

Finalement, par contraction du tenseur $T^J(\vec{p}, \vec{q}, \vec{r})$ représentant le spin J de l'état final, avec le tenseur I^J représentant le spin J de l'état initial, nous obtenons la partie angulaire de l'amplitude partielle de transition. Cette amplitude doit se comporter comme un scalaire dans les rotations du système ($\bar{p}p$, i j k l), ce qui implique, dans l'état

1S_0 (où $J = 0$) que l'on sature tous les indices des tenseurs $T^{L1}(\vec{p})$, $T^{L2}(\vec{q})$ et $T^{L3}(\vec{r})$ et dans l'état 3S_1 (où $J = 1$) que l'on fasse le produit scalaire du vecteur représentant l'état final avec celui représentant l'état initial.

En fait, pour l'état 3S_1 , ainsi que le montrent les références (IV - 9) et (IV - 10), le carré de l'élément de matrice de transition s'exprime simplement par $|\vec{F}|^2$ où $\vec{F}$ représente la somme vectorielle des différentes amplitudes partielles de transition.

6. Formulation de la dynamique

Ayant adopté un modèle faisant intervenir des processus d'interaction à deux corps (ou quasi-deux corps) dans l'état final nous sommes conduits à paramétriser la dynamique du problème au moyen des amplitudes classiques de la diffusion libre : considérant, par exemple, une interaction entre les particules j et k de l'état final, dans un état de moment angulaire L_2 (voir les notations au paragraphe précédent), nous utiliserons la formule suivante de diffusion :

$$a^{L_2}(\vec{q}) \propto \frac{e^{i\delta_{L_2}} \sin \delta_{L_2}}{|\vec{q}|^{2L_2 + 1}}$$

En fait, la dépendance en énergie du déphasage δ_{L_2} n'étant pas analytiquement connue nous emploierons, pour $a^{L_2}(\vec{q})$, les deux expressions approchées suivantes (nous ne considérons que des interactions fortes dans l'état final du type résonance ou interaction au seuil) :

a) Formule de Breit et Wigner complexe :

Cette formule bien connue est obtenue en développant au premier ordre et au voisinage de $\delta_{L_2} = \pi/2$, l'amplitude de diffusion. Toute interaction supposée résonante sera représentée par cette formule à deux paramètres M^* et Γ où M^* est la masse de la résonance et Γ sa largeur :

$$BW_{jk} = \frac{1}{M_{jk}^2 - M^{*2} + i M^* \Gamma}$$

M_{jk} représentant la masse effective du système (jk).

b) Formule de longueur de diffusion complexe

En développant au premier ordre l'amplitude de diffusion à deux corps au voisinage de $\delta_{L_2} = 0$ nous obtenons, pour un système (jk) en onde S ($L_2 = 0$) et dans l'approximation de portée effective nulle, la formule de longueur de diffusion complexe utilisée pour représenter des interactions deux corps au seuil :

$$LD_{jk} = \frac{a_{jk}}{1 - i|\vec{q}| a_{jk}}$$

où $a_{jk} = \alpha + i\beta$ est la longueur de diffusion complexe, la partie imaginaire β , nécessairement positive si l'on suit les notations de Dalitz (Réf. IV - 10), étant différente de zéro quand il y a absorption.

Une formulation dynamique plus élaborée (développements aux ordres supérieurs, largeur Γ dépendant de l'énergie) ne se justifie pas dans le cadre des approximations intrinsèques de notre modèle.

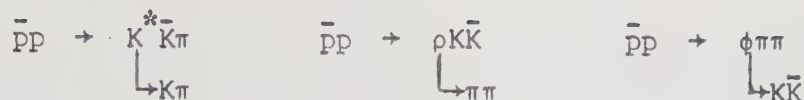
Précisons dès maintenant les types d'interactions deux corps ou quasi-deux corps que nous considérerons au cours de l'étude des divers états finals $K\bar{K}\pi\pi$ dans le cadre du modèle phénoménologique d'interactions dans l'état final.

Le choix spécifique à chaque réaction fera l'objet du chapitre VII.

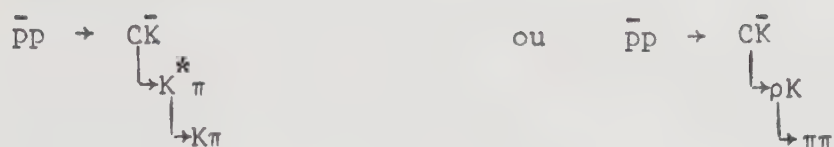
Les évidences ou indications expérimentales pour la présence, dans les états finals $K\bar{K}\pi\pi$, de résonances telles que $K^*(892)$, $\rho(770)$, $\phi(1020)$, $K\pi\pi_{1250}$, cette dernière semblant se désintégrer en $K^*\pi$ et en $K\rho$, suggèrent une interprétation "en cascade" de l'annihilation $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ faisant intervenir des états finals intermédiaires :

- Production directe : $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$

- Simple cascade :

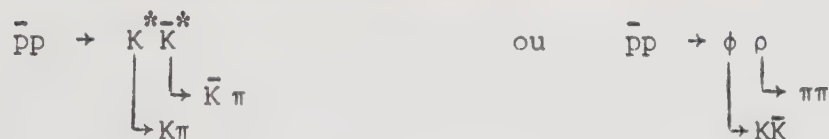


- Double cascade :



où C représente la résonance $K\pi\pi(1250)$

- Simple cascades simultanées :



Ce sont ces différentes contributions aux états finals $K\bar{K}\pi\pi$ que nous essaierons d'évaluer, en adaptant les paramètres complexes inconnus intervenant comme coefficients des amplitudes partielles de transition, au moyen des diverses méthodes que nous allons exposer au chapitre suivant.

Remarquons que les résonances considérées (K^* , ρ , ϕ , C) sont toutes des résonances deux corps ($K^* \rightarrow K\pi$) ou quasi-deux corps ($C \rightarrow K^* \pi$, $C \rightarrow K\rho$).

CHAPITRE V

Méthodes d'optimisation de paramètres inconnus

Le contenu de ce chapitre se place dans un cadre plus général que celui des états finals $K\bar{K}\pi\pi$ produits à partir d'annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt.

En effet, nous développerons ici quelques considérations sur les différentes méthodes d'optimisation de paramètres inconnus, en nous attachant à justifier le choix de chaque méthode en fonction aussi bien des données expérimentales que de la forme de l'élément de matrice dans lequel interviennent ces paramètres inconnus. Dans ce choix il s'agit avant tout de ne pas utiliser une méthode donnant une précision illusoire au regard des limitations expérimentales avec lesquelles il faut compter.

Ainsi l'emploi d'une méthode élaborée d'ajustement par maximum de vraisemblance dans l'espace des phases ne se justifie pas dans le cas de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K^+K^-\pi^+\pi^-$ (6) dans laquelle l'importance des biais expérimentaux est telle qu'il est pratiquement impossible de pondérer analytiquement avec certitude chaque événement, tout résultat physique obtenu à partir d'un élément de matrice de transition compliqué étant alors illusoire.

Ayant empiriquement obtenu une distribution $M^2(K^+\pi^+\pi^-)$ supposée correcte, nous ne pouvons raisonnablement qu'espérer ajuster les paramètres d'une résonance dans le système $K\pi\pi$ (masse, largeur, pourcentage) n'interférant pas avec un fond polynomial $P(x)$ du type $\sum_i \alpha_i x^i$ où

$$x \equiv M^2(K^+\pi^+\pi^-).$$

Nous nous bornerons ici à ne considérer que les aspects physiques des problèmes d'optimisation de paramètres inconnus, les aspects mathématiques débordant du cadre de notre étude.

Toutefois, nous indiquerons les méthodes mathématiques d'optimisation employées.

1. Méthode de moindres carrés et méthode de maximum de vraisemblance

D'une façon générale nous avons le choix entre deux méthodes : la méthode d'adaptation par moindres carrés (χ^2) et celle d'adaptation par maximum de vraisemblance ($\mathcal{L}$).

Mathématiquement on montre (Réf. V - 1) que ces deux méthodes sont pratiquement équivalentes pour les problèmes à grande statistique (mesures suivant une loi de Gauss), tandis que pour les cas à faible statistique l'emploi du maximum de vraisemblance donne le plus souvent de meilleurs résultats.

D'un point de vue pratique, lorsqu'elle est applicable, la méthode du χ^2 offre plusieurs avantages :

- elle nécessite un temps de calculs moins important que la méthode du maximum de vraisemblance,

- elle permet, connaissant le nombre de degrés de liberté, de calculer simplement le niveau de confiance attaché à une hypothèse, alors que dans le cas de la méthode du maximum de vraisemblance ce même calcul, théoriquement possible, devient pratiquement impossible (voir la page 29 de la référence V - 1),

- enfin, et ceci est une conséquence directe du point précédent, elle permet de comparer directement les validités respectives de plusieurs hypothèses, cette comparaison, théoriquement possible avec la méthode du maximum de vraisemblance étant alors plus délicate (voir par. 3b du présent chapitre).

Cependant, malgré ces avantages, la méthode du χ^2 présente certains inconvénients, surtout en ce qui concerne la détermination des paramètres inconnus. Citons en exemple le cas d'une distribution de masse effective caractérisée par sa borne inférieure M_0 et la largeur ΔM de son intervalle, sur laquelle il s'agit d'adapter une résonance, c'est-à-dire de déterminer les paramètres M et Γ de cette résonance ; dans le cas d'une adaptation par χ^2 la recherche de la valeur optimum $\Gamma = \Gamma^*$ se heurte

au problème du découpage en tranches de cette distribution : pour un nombre d'événements donné, un découpage trop fin $\Delta M \ll \Gamma^*$ fait apparaître des fluctuations importantes et ne permet plus d'appliquer la méthode du χ^2 , le nombre d'événements par intervalle devenant trop faible (nombre minimum généralement admis de l'ordre de 10 événements) ; d'un autre côté, un découpage trop large $\Delta M \gg \Gamma^*$, conduit à une estimation faussée de Γ^* .

Il en est de même en ce qui concerne la valeur centrale M de la masse de cette résonance, cette valeur centrale optimisée M^* pouvant dépendre à la fois de ΔM et de M_0 .

Dans le cas d'une distribution où apparaissent plusieurs résonances de largeurs Γ_i très différentes, le problème devient pratiquement insoluble, la seule solution consistant alors à utiliser des intervalles de largeur variable : $\Delta M_i = f(M_i)$, ce qui conduit à augmenter considérablement les temps de calcul.

L'emploi de la méthode de maximum de vraisemblance permet de résoudre automatiquement ces problèmes : en effet, elle traite les événements individuellement et par suite ne dépend ni de M_0 ni de ΔM .

2. Problèmes liés aux méthodes d'adaptation sur des distributions

Considérons maintenant la réaction $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$; l'annihilation se faisant à l'arrêt il n'existe aucune direction privilégiée dans un système d'axes lié au laboratoire ; par suite, un événement est, du point de vue cinématique, complètement déterminé par la donnée de cinq paramètres indépendants. Envisageons le cas favorable où les quatre particules de l'état final ont été observées ; les paramètres relatifs à chaque particule étant connus il est possible d'obtenir n'importe quelle distribution : spectres de masse effective, distributions angulaires, diagrammes de Dalitz, diagrammes rectangulaires ... Ces distributions étant données, il s'agit alors d'optimiser un certain nombre de paramètres inconnus intervenant dans l'expression d'un élément de matrice de transition. Le problème se pose alors du choix ainsi que du nombre de distributions expérimentales à utiliser pour l'ajustement de ces paramètres.

a) Choix des distributions

Il est évident que ce choix dépend essentiellement des phénomènes que l'on désire mettre en évidence et dont on cherche les caractéristiques tant qualitatives que quantitatives. Ainsi l'étude de phénomènes d'interférences est-elle plus aisée sur des diagrammes à deux dimensions que sur des spectres de masse effective. De même, il est naturel d'utiliser le spectre de masse effective $K\pi\pi$ pour mettre en évidence une résonance dans le système $K\pi\pi$, telle que le C_{1250} .

D'une façon générale les diagrammes à deux dimensions ou les diagrammes de Dalitz, fournissent plus de renseignements que des distributions, tant de masse effective qu'angulaires, par suite de la perte d'information due à l'intégration.

Il se peut cependant que certains phénomènes ne puissent être directement associés de manière évidente et non ambiguë à telle ou telle distribution expérimentale, ce qui conduit à augmenter le nombre de ces distributions.

Enfin, dans une réaction donnée, l'étude d'un grand nombre de phénomènes impose l'utilisation d'un nombre au moins égal de spectres expérimentaux, d'où de nouveaux problèmes liés aux phénomènes de corrélations.

b) Nombre de distributions indépendantes

Prenons un exemple relativement simple : celui d'une annihilation à l'arrêt, du type $\bar{p}p \rightarrow a b c$ où a, b, c sont trois particules quelconques. Un tel événement est complètement déterminé cinématiquement par la donnée de deux paramètres indépendants, par exemple les deux masses effectives carrées $M^2(ab)$ et $M^2(bc)$.

Dans une telle réaction toute l'information expérimentale est contenue dans le diagramme de Dalitz (M_{ab}^2, M_{bc}^2) qui fournit la densité

d'événements par cellule élémentaire $(\Delta M_{ab}^2, \Delta M_{bc}^2)$ centrée autour du point M_{ab}^2, M_{bc}^2 .

Par contre, la donnée des deux distributions marginales M_{ab}^2 et M_{bc}^2 ne permet pas, en général, de reconstruire le diagramme de Dalitz. On montre ainsi dans un cas simple que le nombre de distributions indépendantes nécessaires pour déterminer cinématiquement une réaction, est supérieur au nombre de paramètres indépendants fixant cinématiquement un événement appartenant à cette réaction. Dans le cas d'un état final à quatre particules il est donc nécessaire de considérer plus de cinq distributions. N distributions, uni- ou bi-dimensionnelles ayant été choisies, un autre problème se pose : celui de leur degré de corrélation. En effet, il se peut que parmi ces distributions, plusieurs soient étroitement corrélées et par suite n'apportent aucune information supplémentaire. Inversement, ce nombre peut être insuffisant en fonction du nombre de paramètres inconnus à déterminer.

Ces considérations mettent en évidence les difficultés auxquelles se heurtent les méthodes d'adaptation sur des distributions :

- d'une part, les valeurs optimales des paramètres inconnus figurant dans l'expression analytique de l'élément de matrice de transition peuvent dépendre aussi bien du choix que du nombre de distributions expérimentales sur lesquelles se fait cette optimisation

- d'autre part, le problème des corrélations entre ces distributions rend pratiquement impossible la détermination du nombre de degrés de liberté, même dans le cas d'adaptations par χ^2 , et par suite ne permet pas d'associer un niveau de confiance à l'hypothèse que l'on teste.

Ceci nous conduit donc à chercher une autre méthode d'adaptation ne présentant pas ces inconvénients.

3. Méthode d'adaptation dans l'espace des phases

Cette méthode d'adaptation n'est en fait que la généralisation aux états finals à n ($n > 3$) particules, de la méthode bien connue d'adaptation sur le diagramme de Dalitz des états finals à trois particules. Elle

consiste à évaluer la densité d'événements dans chaque élément de volume défini dans l'espace des phases qui, dans le cas particulier d'un état final à quatre particules déterminé cinématiquement par la donnée de cinq paramètres, est un espace à cinq dimensions.

L'intérêt d'une telle méthode réside dans le fait qu'elle résout simultanément tous les problèmes posés par les méthodes d'adaptation sur des distributions : problèmes d'unicité des solutions et problèmes de corrélations.

De plus, elle permet de tenir compte de toute l'information expérimentale aucune intégration n'étant nécessaire.

Deux techniques d'ajustement peuvent être employées dans cette méthode : la technique des moindres carrés et celle du maximum de vraisemblance.

a) Technique des moindres carrés

Supposons toujours un état final à quatre particules. Il s'agit de découper l'espace des phases à cinq dimensions en volumes élémentaires à l'intérieur desquels sera évaluée la densité théorique d'événements.

Nous devons pour cela minimiser la quantité

$$\chi^2 = \sum_{i=1}^N \frac{(f(x_i, \alpha) - n_i)^2}{f(x_i, \alpha)}$$

où N = nombre de volumes élémentaires

n_i = nombre d'événements expérimentaux dans le $i^{\text{ème}}$ volume élémentaire

$f(x_i, \alpha)$ = densité théorique d'événements dans ce même volume

x_i = coordonnées du point de l'espace des phases autour duquel est centré le $i^{\text{ème}}$ volume élémentaire

α = ensemble des paramètres inconnus à optimiser.

Rappelons que si $\mathcal{N} = \sum_{i=1}^N n_i$ est le nombre total d'événements

expérimentaux, la fonction $f(x_i, \alpha)$ doit satisfaire la condition de normalisation

$$\sum_{i=1}^N f(x_i, \alpha) = \mathcal{N}$$

Malheureusement une telle procédure n'est pas applicable dans notre cas particulier pour une raison statistique ; en effet, si n est le nombre d'intervalles sur chacun des cinq axes de l'espace des phases, le nombre total N de cellules est égal à n^5 ; or, dans le meilleur des cas, celui de la réaction (2) où nous disposons de plus de 3000 événements, la faible valeur de $\mathcal{N}$ ne permet pas de trouver un compromis raisonnable entre une valeur moyenne $\langle n_i \rangle$ des n_i , suffisamment grande (au moins de l'ordre de 10 événements) et un intervalle inversement proportionnel à n , suffisamment petit (voir le par. 1 de ce même chapitre).

Cette difficulté majeure nous amène donc à envisager l'emploi de la technique du maximum de vraisemblance.

b) Technique du maximum de vraisemblance

L'optimisation des paramètres α consiste ici à maximiser la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}$ définie par :

$$\mathcal{L}(\alpha) = \prod_{i=1}^{\mathcal{N}} F(x_i, \alpha)$$

où $F(x_i, \alpha)$ est une fonction de distribution normalisée, évaluée en chacun des $\mathcal{N}$ points expérimentaux de l'espace des phases à n dimensions ($n = 5$ pour un état final à quatre particules)

$$\int F(x, \alpha) d^n x = 1 \quad \text{le domaine d'intégration étant}$$

le volume d'espace des phases.

Pour une réaction donnée, l'étude d'une hypothèse physique est réalisée en deux étapes : tout d'abord, il s'agit d'optimiser les paramètres α en utilisant la technique du maximum de vraisemblance dans le cadre de la méthode d'adaptation dans l'espace des phases. Ensuite, ayant obtenu les valeurs α^* optimales, la solution est "visualisée" en comparant, par la technique du χ^2 , un nombre quelconque de distributions expérimentales caractéristiques aux distributions théoriques correspondantes obtenues par méthode de Monte-Carlo.

Nous allons décrire cette étude d'une hypothèse physique.

a) Optimisation des paramètres

Soit à maximiser la fonction
$$\mathcal{L}(\alpha) = \prod_{i=1}^N F(x_i, \alpha) .$$

Détaillons l'expression de $F(x, \alpha)$:

$$F(x, \alpha) = \frac{f(x, \alpha) \psi(x)}{\int f(x, \alpha) \psi(x) d^n x} \quad \text{où}$$

- $f(x, \alpha)$ est le carré du module de l'élément de matrice de transition entre l'état initial $|\bar{p}p\rangle$ et l'état final $|K\bar{K}\pi\pi\rangle$
- $\psi(x)$ est la densité d'états dans l'élément de volume $d^n x$.

Pour des raisons bien évidentes de commodité dans les calculs, au lieu de rendre $\mathcal{L}(\alpha)$ maximum il convient de rendre $\text{Log}[\mathcal{L}(\alpha)]$ maximum :

$$\text{Log}[\mathcal{L}(\alpha)] = \sum_{i=1}^N \left\{ \text{Log}[f(x_i, \alpha)] + \text{Log}[\psi(x)] - \text{Log}\left[\int f(x, \alpha)\psi(x) d^n x\right] \right\}$$

Dans cette expression le terme $\text{Log}[\psi(x)]$, ne dépendant pas des α , intervient comme une constante au cours du processus d'ajustement ; on peut donc le négliger, ce qui revient à chercher le maximum de

$$\sum_{i=1}^N \left\{ \text{Log} [f(x_i, \alpha)] \right\} - N \times \text{Log} \left[\int f(x, \alpha) \psi(x) d^n x \right]$$

Le problème qui se pose maintenant est celui du calcul de l'intégrale de normalisation $\int f(x, \alpha) \psi(x) d^n x$.

Dans le cas d'un état final à quatre particules où l'expression de $f(x, \alpha)$ est compliquée, un calcul analytique est impossible. Le moyen le plus efficace pour évaluer cette intégrale est l'emploi d'une méthode de Monte-Carlo qui engendre au hasard des événements dans l'espace des phases. Cette méthode est pratiquement utilisable si parmi les paramètres α ne figurent pas de paramètres dynamiques tels que masse ou largeur d'une résonance, longueur de diffusion ... En effet, la majeure partie du calcul de l'intégrale de normalisation se fait alors en une seule étape antérieure à la procédure d'optimisation. Pour le montrer, explicitons la fonction $f(x, \alpha)$ qui, ainsi qu'il l'a été démontré aux par. 1 b et 5 du chapitre IV, peut s'écrire :

$$f(x, \alpha) = \left| \sum_{\mu=1}^{N_s} \alpha_{\mu} \mathcal{J}_{\mu}(x) \right|^2 + \left| \sum_{v=1}^{N_t} \alpha_v \vec{\mathcal{L}}_v(x) \right|^2$$

où N_s est le nombre d'amplitudes dans l'état 1S_0 et N_t est le nombre d'amplitudes dans l'état 3S_1 .

Les $\mathcal{J}_{\mu}(x)$ et les $\vec{\mathcal{L}}_v(x)$ représentent respectivement les transitions dans les états 1S_0 et 3S_1 .

Pour une transition donnée on peut rendre le carré du module du paramètre complexe α_{μ} correspondant, proportionnel au nombre d'événements produits dans cette transition en normalisant les $\mathcal{J}_{\mu}(x)$ et les $\vec{\mathcal{L}}_v(x)$ de la façon suivante :

$$\mathcal{J}_{\mu}(x) = \frac{S_{\mu}(x)}{\sqrt{\int |S_{\mu}(x)|^2 \psi(x) d^n x}}$$

$$\vec{\mathcal{L}}_{\mu}(x) = \frac{\vec{T}_{\mu}(x)}{\sqrt{\int |\vec{T}_{\mu}(x)|^2 \psi(x) d^n x}}$$

Ce genre de normalisation, bien que non indispensable, est utile car les paramètres α sont alors du même ordre de grandeur ce qui facilite leur optimisation.

Un calcul simple donne alors l'expression de l'intégrale totale de normalisation :

$$\begin{aligned} \int f(x, \alpha) \psi(x) d^n x &= \sum_{\mu=1}^{N_s} |\alpha_{\mu}|^2 + \sum_{\mu, \rho=1}^{N_s} \frac{\alpha_{\mu} \alpha_{\rho}^* \int S_{\mu}(x) S_{\rho}^*(x) (1-\delta_{\mu\rho}) \psi(x) d^n x}{\sqrt{\int |S_{\mu}(x)|^2 \psi(x) d^n x} \sqrt{\int |S_{\rho}(x)|^2 \psi(x) d^n x}} \\ &+ \sum_{\nu=1}^{N_t} |\alpha_{\nu}|^2 + \sum_{\nu, \sigma=1}^{N_t} \frac{\alpha_{\nu} \alpha_{\sigma}^* \int \vec{T}_{\nu}(x) \vec{T}_{\sigma}^*(x) (1-\delta_{\nu\sigma}) \psi(x) d^n x}{\sqrt{\int |\vec{T}_{\nu}(x)|^2 \psi(x) d^n x} \sqrt{\int |\vec{T}_{\sigma}(x)|^2 \psi(x) d^n x}} \end{aligned}$$

Cette relation montre que pour évaluer l'intégrale $\int f(x, \alpha) \psi(x) d^n x$ il suffit, avant d'entamer la procédure d'optimisation des α , de calculer par une méthode de Monte-Carlo les intégrales du type $\int A_{\mu}(x) A_{\nu}^*(x) \psi(x) d^n x$.

Remarque :

Si l'on veut tenir compte des facteurs expérimentaux de perte d'événements, il suffit d'introduire dans le calcul des intégrales de normalisation un terme correctif déterminé de la façon suivante : supposons qu'après analyse expérimentale nous sachions exprimer analytiquement la probabilité de détection d'un événement ; cette probabilité est, en toute rigueur, le produit de

deux probabilités, l'une, $g(x)$, dépendant uniquement de variables cinématiques (par exemple de l'impulsion des K_1^0 si l'on considère les pertes de V^0 par proximité), l'autre, $k(x, y)$, étant fonction des variables cinématiques et des variables géométriques (perte des V^0 par échappement, due aux dimensions finies de la chambre à bulles). Nous pouvons alors définir une fonction $h(x, y) = \sqrt{g(x) \times k(x, y)}$. Dans l'expression $\int f(x, \alpha) \psi(x) d^n x$ définie ci-dessus, il s'agit de remplacer les amplitudes partielles de transition $A_\mu(x)$ par les amplitudes corrigées du type $A'_\mu(x) = \int A_\mu(x) h(x, y) dy$, l'intégration sur les variables géométriques y étant obtenue en engendrant les événements "Monte-Carlo" dans un volume de forme et de dimensions identiques au volume utile de la chambre à bulles, suivant les lois gaussiennes expérimentales de répartition des coordonnées des points d'annihilation de l'antiproton et de désintégration des K_1^0 .

Notons qu'il est inutile de tenir compte de ces facteurs correctifs dans le calcul, aux points expérimentaux, de la fonction $f(x, \alpha)$; en effet, dans l'expression $\text{Log} [\mathcal{L}(\alpha)]$, le terme additif $\text{Log} [h^{-2}(x, y)]$ intervient au même titre que $\text{Log} [\psi(x)]$ comme une constante ne dépendant pas des paramètres α à optimiser. Le terme $h^{-2}(x, y)$ s'explique par le fait que l'on doit attacher un poids (inverse d'une probabilité) aux événements réels alors qu'il faut associer une probabilité d'observation aux événements théoriques "Monte-Carlo".

Précisons que cette façon de tenir compte des biais expérimentaux est la seule rigoureuse du point de vue statistique.

Une fois ces calculs faits, il faut évaluer la fonction $f(x, \alpha)$ aux n points expérimentaux de l'espace des phases. Les paramètres complexes α intervenant au niveau des amplitudes, il s'agit de calculer et de mettre en mémoire dans l'ordinateur, avant de commencer la procédure d'optimisation, les $\int d^n x (2 N_s + 6 N_t)$ termes réels servant à définir la fonction $f(x, \alpha)$. Le facteur 2 s'explique par le fait que les $S_\mu(x)$ sont des scalaires complexes, alors que le facteur 6 vient du fait que les

$\vec{T}_\mu(x)$ sont des vecteurs complexes à trois composantes.

En dépit de l'importante capacité de mémoires de l'ordinateur CDC 6600 au moyen duquel nous avons poursuivi notre étude, un problème d'emmagasinement des données s'est posé ; en effet, dans le cas de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$, par exemple, nous avons eu à considérer 2 amplitudes 1S_0 , 11 amplitudes 3S_1 et 1143 événements expérimentaux ce qui donne un total de 80 010 quantités à mettre en mémoire. Afin de réduire ce nombre nous avons utilisé une méthode de compression mise au point et programmée en langage machine (Réf. V - 2).

Cette méthode consiste à placer n nombres réels dans une mémoire de l'ordinateur. Le choix de la valeur de n résulte d'un compromis entre le nombre de quantités à stocker et le nombre de mémoires disponibles d'une part, et le degré de précision désiré d'autre part. Dans le cas de l'ordinateur CDC 6600 dont les mots machine se composent de 60 bits, la valeur $n = 4$ permet d'obtenir une précision suffisante (15 bits par quantité réelle compressée) tout en autorisant l'emmagasinement d'environ 160 000 nombres réels.

Cette phase préparatoire, réalisée au moyen du programme "CLOTHO" (calcul des intégrales de normalisation, calcul des $S_\mu(x_i)$ et $\vec{T}_\mu(x_i)$, puis compression des données) étant terminée, il ne reste plus qu'à optimiser les paramètres complexes α . Pour cela nous avons cherché le maximum de la fonction de vraisemblance $\mathcal{L}(\alpha)$ définie précédemment, à l'aide du programme "LACHESIS" (Réf. V - 3) qui combine astucieusement trois procédures d'ajustement : ajustement par méthode de Monte-Carlo (phase initiale), ajustement par la méthode dite de Rosenbrock (Réf. V - 4) dans une phase intermédiaire, puis ajustement par la méthode du Gradient (Réf. V - 5) en phase terminale.

Les valeurs optimales α^* des paramètres α étant obtenues, nous pouvons dès lors visualiser notre solution.

8) Visualisation de la solution

Ainsi que nous l'avons indiqué au début du paragraphe 3b du présent chapitre, cette visualisation consiste à projeter l'élément de matrice $f(x, \alpha^*)$ sur un ensemble de distributions expérimentales jugées caractéristiques en fonction des transitions considérées. Par exemple, un test d'hypothèse spin-parité pour le $C(1250)$ se désintégrant en $K^*\pi$ et en $K\rho$ doit se faire sur les distributions $\cos \psi_\rho$ et $\cos \psi_{K^*}$, les angles ψ_ρ et ψ_{K^*} étant définis comme l'indique la figure (VII - 1). Dans cette phase de visualisation, le nombre de distributions à examiner est illimité, l'élément de matrice "idéal" devant être en mesure de reproduire toute distribution expérimentale. Les χ^2 obtenus sur chacune de ces distributions, s'ils permettent de juger de la validité d'une hypothèse physique et de comparer, sur une distribution donnée choisie a priori en fonction d'arguments physiques, plusieurs hypothèses, ne peuvent en aucun cas être ajoutés les uns aux autres afin d'associer un niveau de confiance global à une hypothèse donnée à cause du problème déjà mentionné (par. 2b de ce chapitre) des corrélations entre distributions.

Précisons, à propos du choix "a priori" mentionné ci-dessus, que l'on ne peut comparer deux hypothèses physiques si chacune d'elle permet de reproduire toutes les distributions expérimentales sauf une, cette distribution étant différente pour chacune des deux hypothèses.

La génération des distributions théoriques par méthode de Monte-Carlo à partir de l'élément de matrice optimisé $f(x, \alpha^*)$, ainsi que les tests de χ^2 entre ces distributions et les spectres expérimentaux correspondants ont été réalisés au moyen du programme "ATROPOS".

$\gamma)$ Etude comparative des maximum de vraisemblance entre deux hypothèses physiques

- Soit deux hypothèses physiques h_1 et h_2 , h_2 se déduisant de h_1 par addition d'un certain nombre d'amplitudes partielles de transition dans l'élément de matrice global. Soit r le nombre de contraintes,

c'est-à-dire le nombre de paramètres indépendants qu'il faut annuler dans l'hypothèse h_2 pour obtenir l'hypothèse h_1 .

Si $\hat{\mathcal{L}}_1$ et $\hat{\mathcal{L}}_2$ sont les fonctions de maximum de vraisemblance optimisées correspondant aux hypothèses h_1 et h_2 on montre (Réf. V - 6) que la quantité $\Delta = 2 \text{ Log } (\hat{\mathcal{L}}_2 / \hat{\mathcal{L}}_1)$ suit une loi de χ^2 à r degrés de liberté. Supposant alors l'hypothèse h_1 vraie, on obtient ainsi une estimation du niveau de confiance associé à l'interprétation purement statistique des phénomènes physiques supplémentaires intervenant dans l'hypothèse h_2 .

- Soit maintenant deux hypothèses k_1 et k_2 "disjointes" (par exemple $J^P(C) = 1^+$ et $J^P(C) = 2^-$). On peut démontrer (Réf. V - 7) qu'il est encore possible de comparer les hypothèses k_1 et k_2 à condition que la quantité Δ définie précédemment soit au moins égale à 7, ce qui correspond à un niveau de confiance inférieur à 1 % pour une loi de χ^2 à un degré de liberté. Si donc $\Delta > 7$ on peut rejeter de façon certaine l'hypothèse k_1 devant l'hypothèse k_2 . Précisons cependant que Δ ne suit plus une loi de χ^2 .

Nous utiliserons ces lois de comparaison au cours du chapitre VII.

Avant de passer aux résultats physiques obtenus dans chacune des six voies d'annihilation $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ (chap. VII) nous allons dans le prochain chapitre, voir au moyen de quelle méthode d'ajustement nous traiterons une voie déterminée et ceci en fonction :

- des caractères expérimentaux de la voie (biais, nombre de distributions disponibles dans l'état final, nature des particules composant cet état)
- de l'information physique que ces caractères expérimentaux nous donnent la possibilité d'extraire.

CHAPITRE VI

Informations physiques fournies par les différentes voies $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$

Méthode d'ajustement employée pour chacune d'elles

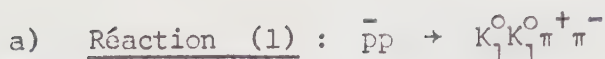
Au cours de ce chapitre, nous ne ferons qu'exposer brièvement les aspects physiques ainsi que les méthodes d'ajustement des six voies d'annihilation $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$. L'étude détaillée ainsi que les résultats obtenus dans chacune des voies seront décrits dans le chapitre suivant.

L'étude expérimentale des six voies d'annihilation $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$, traitée au cours des chapitres II et III, ainsi que les critères d'utilisation des différentes méthodes d'ajustement passés en revue dans le précédent chapitre, nous conduisent à considérer trois groupes de réactions :

$$\begin{array}{lll}
 \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- & (1) & \left. \vphantom{\begin{array}{l} (1) \\ (2) \end{array}} \right\} \text{Groupe A} \\
 \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^+ \pi^- \pi^0 & (2) & \\
 \\
 \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- & (3) & \left. \vphantom{\begin{array}{l} (3) \\ (5) \\ (6) \end{array}} \right\} \text{Groupe B} \\
 \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0 & (5) & \\
 \bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- & (6) & \\
 \\
 \bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0 & (4) & \left. \vphantom{(4)} \right\} \text{Groupe C}
 \end{array}$$

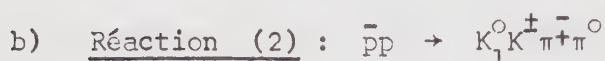
1. Etude du groupe A

Les états finals des deux réactions composant ce groupe étant constitués de particules directement observables, c'est-à-dire de particules dont on a pu mesurer le quadrivecteur impulsion-énergie, nous pouvons utiliser, pour les analyser, la méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance dans l'espace des phases. Les éléments de matrice de transition dont nous préciserons la nature au chapitre suivant, seront définis à partir du modèle phénoménologique déjà décrit au paragraphe 4 du chapitre IV.



La réaction (1), si elle n'apporte aucune information sur l'isospin de résonances dans le système $K\pi\pi$, les deux K_1^0 étant indiscernables, nous permet par contre :

- de mettre en évidence l'existence du méson $C(1250)$,
- de déterminer ses spin, parité, masse et largeur,
- d'étudier ses modes de désintégration $K^* \pi$ et $K\rho$,
- d'évaluer les productions directes de $K^*(892)$ et $\rho(770)$,
- de montrer qu'il n'est pas nécessaire d'introduire une deuxième résonance dans le système $K\pi\pi$ pour obtenir une interprétation satisfaisante des distributions de l'état final $K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$.

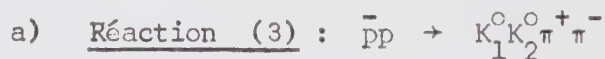


Dans cette réaction où l'information expérimentale résulte d'adaptations cinématiques à une contrainte, nous ne ferons que vérifier le bien-fondé des résultats obtenus au moyen de la réaction (1). Cependant et par suite de la discernibilité des deux mésons K présents dans l'état final, nous verrons qu'il est possible de trouver des tests relatifs à la détermination de l'isospin du $C(1250)$.

Nous montrerons enfin que les phénomènes d'interférence entre voies d'isospin suffisent à expliquer l'assymétrie entre les deux distributions expérimentales $M^2(K_1^0 \pi^{\pm} \pi^0)$ et $M^2(K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0)$, sans qu'il soit nécessaire d'introduire une deuxième résonance $K\pi\pi$.

2. Groupe B

Dans ce groupe ont été rangées trois réactions qui, à divers titres, ne fournissent pas toute l'information expérimentale permettant de les traiter de la même façon que les réactions du groupe A.

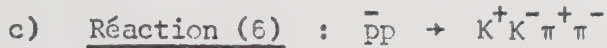


Pour cette réaction, obtenue par soustraction (voir par. 4 - chap II),

nous ne pouvons utiliser qu'une méthode d'ajustement par χ^2 sur un ensemble de distributions expérimentales. Cependant, vu l'importance des fluctuations statistiques dans ces distributions et les inconvénients liés à la méthode du χ^2 (voir chap. V - par. 2) nous ne ferons qu'adapter une résonance $K\pi\pi$ sur la distribution expérimentale $M^2(K\pi\pi)$, la détermination de paramètres complexes attachés aux amplitudes d'un modèle phénoménologique étant ici illusoire.



Seule est disponible la distribution $M^2(K_2^0 \pi^0 \pi^0)$ obtenue par soustraction et sur laquelle nous ajusterons la masse et la largeur du C(1250) en utilisant la méthode du χ^2 .



Ainsi que nous l'avons vu (chap. II - par. 7) les événements du type (6) résultent d'adaptations cinématiques à quatre contraintes.

Malheureusement, l'importance des biais et la quasi-impossibilité de pondérer les événements individuellement ne permettent pas d'utiliser la méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance dans l'espace des phases.

Une pondération empirique permettant de corriger la distribution $M^2(K^\pm \pi^+ \pi^-)$ ayant été réalisée, nous pourrions déterminer par la méthode χ^2 les masse et largeur du C(1250).



Les trois réactions (3), (5) et (6) utilisées pour tester et évaluer la présence de C(1250) seront traitées de façon identique : nous adapterons par la méthode du χ^2 , sur les trois distributions expérimentales $M^2(K\pi\pi)$, une fonction $f(x, \alpha)$ définie par

$$f(x, \alpha) = \alpha \frac{BW(x, M^*, \Gamma) \phi(x)}{\int BW \phi(x) dx} + (1 - \alpha) \frac{\sum_{i=0}^4 a_i x^i}{\int \sum_{i=0}^4 a_i x^i dx}$$

où :

$$\left\{ \begin{array}{l} BW(x, M^*, \Gamma) = \frac{1}{(x - M^{*2})^2 + M^{*2} \Gamma^2} \\ \phi(x) = \text{facteur d'espace des phases} \\ x = M^2(K\pi\pi) \end{array} \right.$$

3. Groupe C

Ce dernier groupe se compose uniquement de la réaction (4) :

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0 ,$$

qui, ainsi que nous l'avons vu (chap. III - par. 5d), ne présente aucune structure dans le système $K\pi\pi$, la distribution expérimentale $M^2(K_1^0 \pi^0 \pi^0)$ étant compatible avec la prédiction du modèle d'espace des phases.

4. Choix de la série spin-parité pour le C(1250)

Désignons par J et P les spin et parité du C(1250).

Les lois de conservations usuelles permettent d'obtenir les deux séries suivantes :

$$\begin{array}{ll} J^P = 0^-, 1^+, 2^-, \dots & \text{série anormale} \\ J^P = 1^-, 2^+, \dots & \text{série normale.} \end{array}$$

Considérons maintenant les deux réactions

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0 \quad (4)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0 \quad (5)$$

Alors que la réaction (4), associée à l'état 1S_0 (conjugaison de charge égale à +1), ne présente aucune structure $K\pi\pi$, la réaction (5), associée à l'état 3S_1 (conjugaison de charge égale à -1), laisse apparaître une bosse aux alentours de 1250 MeV dans la distribution $M^2(K\pi\pi)$.

Cette corrélation entre l'état 3S_1 et le C(1250) nous permet d'éliminer la série J^P normale : en effet, seuls les J^P de la série anormale interdisent l'état 1S_0 lorsqu'ils sont couplés avec un 0^- (méson K).

D'autre part, jusqu'à présent, aucun mode de désintégration $K\pi$ du C(1250) n'a été observé, ce qui rend à nouveau improbable la série normale $J^P(C) = 1^-, 2^+, \dots$

Remarquons enfin que dans la série J^P anormale les nombres quantiques 1^+ sont, a priori, favorisés : en effet, ils résultent de couplages $K^*\pi$ ou $K\rho$ en onde s, et la valeur Q à la désintégration du C est faible, ce qui rend improbables des moments angulaires $l_{K^*\pi}$ et $l_{K\rho}$ élevés.

Au cours du chapitre suivant, dans lequel nous présenterons les résultats physiques relatifs à chacune des six voies d'annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$, nous étudierons plus particulièrement les hypothèses faisant intervenir les nombres quantiques $J^P(C) = 0^-, 1^+, 2^-$.

CHAPITRE VII

Résultats physiques

L'objet de ce chapitre est la présentation et la discussion des résultats physiques obtenus dans les diverses voies d'annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ au moyen des différentes méthodes d'ajustement précédemment définies.

1. Analyse de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1)

Cette réaction appartient au groupe A défini au chapitre VI. L'analyse a donc été réalisée en ajustant des paramètres complexes, coefficients d'amplitudes partielles de transition, au moyen de la méthode du maximum de vraisemblance dans l'espace des phases.

a) Essai d'interprétation sans résonance $K\pi\pi$

Notre première hypothèse suppose que la réaction (1) est dominée par les processus suivants :

$$\begin{aligned} \bar{p}p &\rightarrow K^* \bar{K}\pi & (\bar{K}^* K\pi) \\ \bar{p}p &\rightarrow K^* \bar{K}^* \\ \bar{p}p &\rightarrow K\bar{K}\rho \\ \bar{p}p &\rightarrow (K\pi)_{\text{onde } s} & (\bar{K}\pi)_{\text{onde } s} \end{aligned}$$

suivant le schéma donné dans le tableau VII - 1 ci-dessous :

Tableau VII - 1

Etat Initial	Amplitude	$ \begin{array}{c} K \\ \ell \end{array} \left \begin{array}{c} \hline L \hline \end{array} \right \begin{array}{c} \pi \\ \ell' \\ \pi \end{array} $	$ \begin{array}{c} K \\ \ell \end{array} \left \begin{array}{c} \hline L \hline \end{array} \right \begin{array}{c} \bar{K} \\ \ell' \\ \pi \end{array} $
$1S_0$		$\ell \quad L \quad \ell'$	$\ell \quad L \quad \ell'$
	$K^{*-} \bar{K}^0 \pi \quad A_1$		1 1 1
	$K^{*-} \bar{K}^{*0} \quad A_2$		1 1 1
$3S_1$	$K \bar{K}^0 \rho \quad A_3$	0 0 1	
	$(K\pi)_S (\bar{K}\pi)_S \quad A_4$		0 1 0
	$K^{*0} \bar{K}^0 \pi \quad A_5$		1 0 0
	$K^{*0} \bar{K}^{*0} (0) \quad A_6$		1 1 1
	$K^{*0} \bar{K}^{*0} (2) \quad A_7$		1 1 1

Nous nous sommes limités à des décompositions de plus bas moments angulaires, compatibles avec les lois de conservation. Les expressions détaillées des amplitudes A_i ($i = 1,7$) sont données dans l'appendice B.

La présence de deux amplitudes $K^{*-} \bar{K}^{*0}$ (A_6 et A_7) dont les ℓ, L, ℓ' sont identiques s'explique aisément : en effet, il existe trois manières de coupler trois vecteurs pour obtenir un vecteur (couplage intermédiaire égal à 0,1 ou 2) ; toutefois, l'amplitude $K^{*-} \bar{K}^{*0}$ correspondant au couplage intermédiaire 1 est rendue identiquement nulle après la symétrisation imposée par la statistique de Bose.

Cette première hypothèse a conduit à l'ajustement No. 1 qui n'a fourni aucune solution satisfaisante ainsi que le montrent les χ^2 obtenus sur la plupart des distributions de contrôle (Tableau VII - 2).

Tableau VII - 2

Ajustement No.		1 Pas de C	2 $J^P(C) = 1^+$	3 $J^P(C) = 0^-$	4 $J^P(C) = 2^-$	
Log ($\mathcal{L}$)		2360.5	2439.0	2394.0	2374.0	
Nombre de paramètres indépendants		11	17	15	15	
Distributions de contrôle	$< \chi^2 >$	χ^2	χ^2	χ^2	χ^2	
Région du C(1250)	$M^2(K_1^0 K_1^0)$	23	30	24	22	39
	$M^2(\pi^+ \pi^-)$	14	<u>31</u>	<u>14</u>	<u>27</u>	<u>43</u>
	$M^2(K_1^0 \pi^\pm)$	22	40	23	25	38
	$M^2(K_1^0 K_1^0 \pi^\pm)$	36	76	71	68	89
	$M^2(K^0 \pi^+ \pi^-)$	25	<u>122</u>	<u>26</u>	<u>80</u>	<u>118</u>
	$M^2(\pi^+ \pi^-)$	14	46	22	43	64
	$M^2(K_1^0 \pi^\pm)$	20	22	20	25	20
	$\cos \psi_\rho$	20	<u>93</u>	<u>38</u>	<u>58</u>	<u>106</u>
	$\cos \phi_\rho$	20	22	23	21	20
	$\cos \psi_{K^*}$	20	35	24	23	25
	$\cos \phi_{K^*}$	20	<u>34</u>	<u>16</u>	<u>32</u>	<u>60</u>

Dans ce tableau, la région du C(1250) est définie par

$$1.38 \text{ GeV}^2 < M^2(K\pi\pi) < 1.70 \text{ GeV}^2 .$$

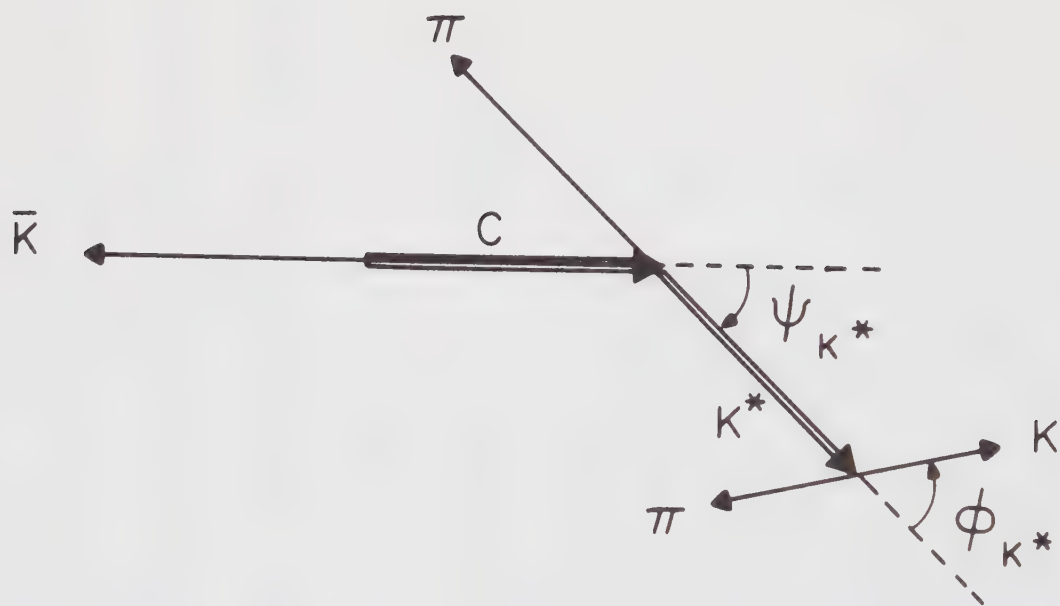
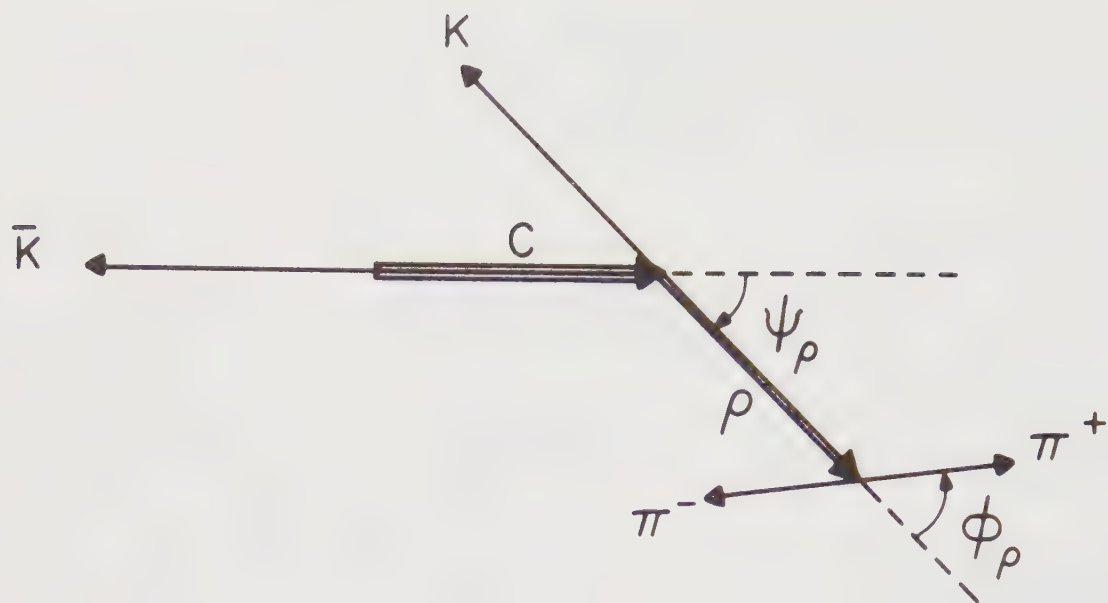


Fig. VII-1

Les angles ψ_ρ , ϕ_ρ , ψ_{K^*} et ϕ_{K^*} , obtenus après deux transformations de Lorentz, sont définis comme l'indique la figure VII - 1.

Les distributions théoriques obtenues en utilisant les paramètres issus de l'ajustement No. 1 montrent un désaccord total avec les distributions expérimentales correspondantes (fig. VII - 2) : en particulier, il est évident (fig. VII - 2b) que nous ne parvenons pas à reproduire correctement le spectre expérimental $M^2(K\pi\pi)$ particulièrement dans la région de masse centrée à 1250 MeV. Il apparaît clairement, en outre, que le spectre théorique $M^2(\pi^+\pi^-)$ (fig. VII - 2a) est déplacé vers les faibles masses $\pi\pi$, malgré la présence dans l'élément de matrice considéré, d'une amplitude de production de $\rho(770)$ (amplitude A_3 du tableau VII - 1). Nous pouvons enfin noter que la distribution angulaire théorique $\cos \psi_\rho$, étroitement liée à la région de masse $K\pi\pi$ centrée à 1250 MeV, est en désaccord avec la distribution expérimentale correspondante (fig. VII - 2c).

b) Introduction d'une résonance $K\pi\pi$ de spin-parité $J^P = 1^+$

Les mauvais résultats obtenus après l'ajustement No. 1 nous ont conduit à ajouter aux sept amplitudes déjà considérées, trois nouvelles amplitudes correspondant aux processus suivants :

$$\begin{array}{llll}
 \bar{p}p \rightarrow \bar{K}C & C \rightarrow K^* \pi & K^* \rightarrow K\pi & A_8 \\
 \bar{p}p \rightarrow \bar{K}C & C \rightarrow K\rho & \rho \rightarrow \pi\pi & A_9 \\
 \bar{p}p \rightarrow \bar{K}C & C \rightarrow K\pi\pi & & A_{10}
 \end{array}$$

où le symbole C représente une résonance $K\pi\pi$.

Les $K^*(892)$ et $\rho(770)$ sont introduits dans l'élément de matrice de transition sous la forme de facteurs dynamiques du type Breit-Wigner complexe de paramètres :

$$\begin{array}{ll}
 M_{K^*} = 892 \text{ MeV} & \Gamma_{K^*} = 50 \text{ MeV} \\
 M_\rho = 770 \text{ MeV} & \Gamma_\rho = 130 \text{ MeV} .
 \end{array}$$

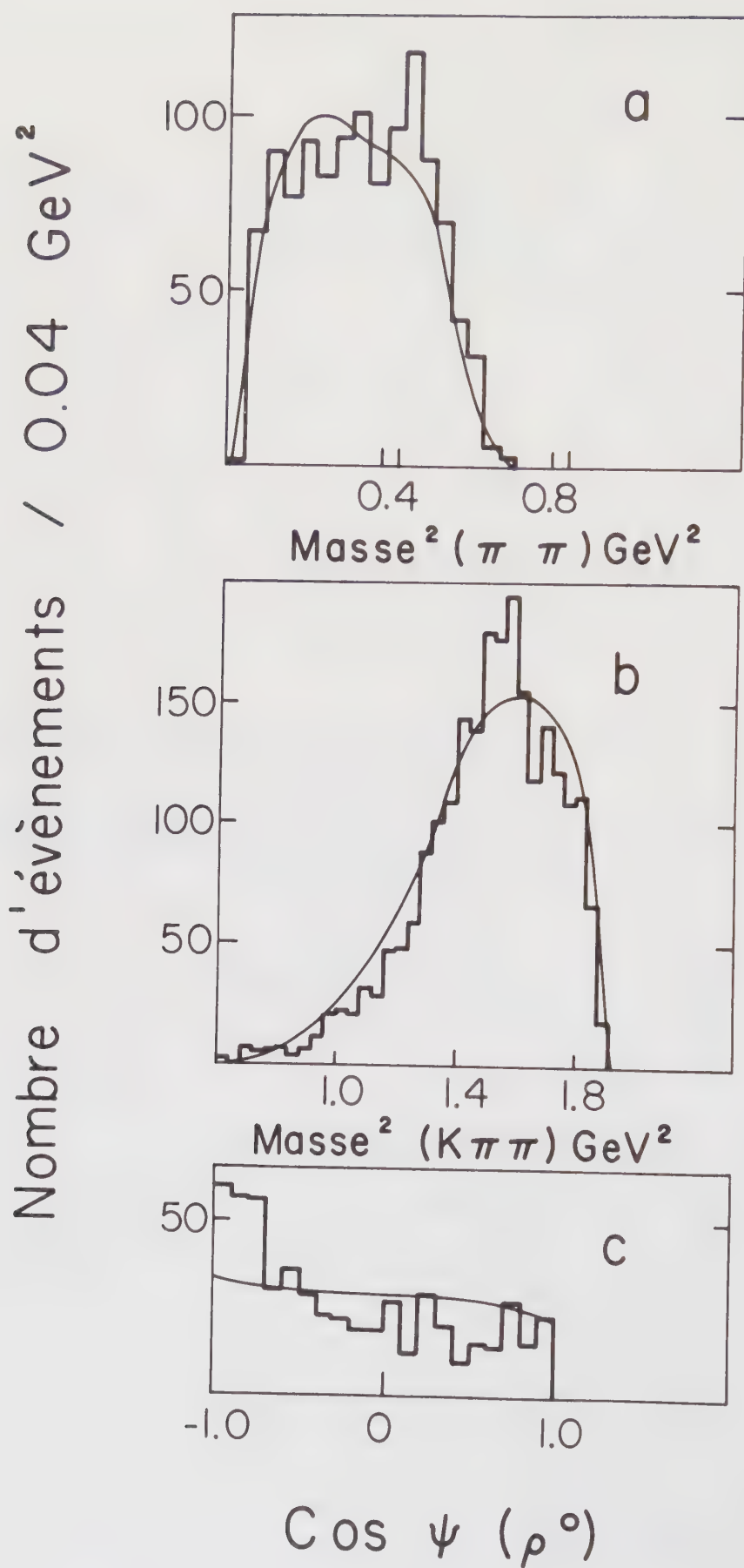


Fig. VII - 2

Ainsi que nous l'avons vu (chap. VI - par. 4), parmi les spin-parité possibles pour le $C(1250)$, l'attribution $J^P(C) = 1^+$ semble être la plus naturelle, la faible énergie cinétique disponible dans le centre de masse du $C(1250)$ favorisant les couplages $K^*\pi$ et $K\rho$ en onde s. Avec ce choix $J^P(C) = 1^+$ l'état initial 1S_0 ne peut pas contribuer à la production de $C(1250)$; par suite, les trois amplitudes A_8 , A_9 , A_{10} , dont les expressions détaillées sont données dans l'appendice B, figureront parmi les amplitudes de l'état 3S_1 . Précisons ici les configurations de moments angulaires :

- Amplitude A_8 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} \quad C \quad C \rightarrow K^* \quad \pi$

$$\begin{array}{ccc} 0^- & 1^+ & 1^- \quad 0^- \\ \hline & L = 0 & \ell = 0 \end{array}$$

- Amplitude A_9 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} \quad C \quad C \rightarrow \rho \quad K$

$$\begin{array}{ccc} 0^- & 1^+ & 1^- \quad 0^- \\ \hline & L = 0 & \ell = 0 \end{array}$$

- Amplitude A_{10} : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} \quad C \quad C \rightarrow (K\pi) \quad \pi$

$$\begin{array}{ccc} 0^- & 1^+ & 0^+ \quad 0^- \\ \hline & L = 0 & \ell = 1 \end{array}$$

Cet ajustement No. 2 améliore de façon remarquable les résultats obtenus au moyen de l'ajustement No. 1 (tableau VII - 2) :

- L'introduction dans l'élément de matrice de transition des trois nouvelles amplitudes A_8 , A_9 , et A_{10} , contribue à augmenter le logarithme de la fonction de vraisemblance de 78,5 unités. Ceci montre que si l'on suppose correctes les hypothèses faites dans l'ajustement No. 1, le niveau de confiance associé à l'interprétation purement statistique du phénomène dynamique $C(1250)$ est inférieur à 10^{-6} (voir chapitre V - par. 3b-γ, cas des hypothèses h_1 et h_2).

- L'ensemble des χ^2 obtenus sur les distributions de contrôle (tableau VII - 2) montre un accord satisfaisant avec les données expérimentales, l'amélioration la plus spectaculaire, par rapport aux résultats de l'ajustement No. 1, étant observée sur la distribution $M^2(K_1^0 \pi^+ \pi^-)$ pour laquelle le χ^2 est passé de 122 (ajustement No. 1) à 26 (ajustement No. 2) pour une valeur moyenne attendue de 25. Il est intéressant de noter, dans cette distribution $M^2(K_1^0 \pi^+ \pi^-)$, que l'épaule à 1320 MeV est correctement reproduit sans qu'il soit nécessaire de considérer une deuxième résonance $K\pi\pi$.

- Malgré une amélioration sensible du χ^2 obtenu sur la distribution $\cos \psi_\rho$, 38 pour l'ajustement No. 2 contre 93 pour l'ajustement No. 1, la valeur moyenne attendue étant de 20, l'accord avec l'expérience est peu satisfaisant, le niveau de confiance associé étant de l'ordre de 1 %.

Nous pouvons cependant justifier ce désaccord apparent :

Tout d'abord, les sélections sur les masses $\pi^+ \pi^-$ et $K_1^0 \pi^+ \pi^-$, nécessaires à la définition de l'angle ψ_ρ réduisent considérablement la précision statistique au cours du tirage Monte-Carlo des événements théoriques. D'autre part, les incertitudes expérimentales sur la détermination du $\cos \psi_\rho$ ont pour effet de faire tendre vers zéro la pente de la distribution $\cos \psi_\rho$ au voisinage de $\cos \psi_\rho = -1$; or, ainsi que le montre le spectre $\cos \psi_\rho$ de la figure VII - 4, c'est précisément dans la région $\cos \psi_\rho \approx -1$ que l'on observe un désaccord entre prédiction théorique et données expérimentales.

- La distribution expérimentale $M^2(K_1^0 K_1^0 \pi^\pm)$ (fig. VII - 3e), demeure mal reproduite, la majeure contribution au χ^2 obtenu (71 pour 36 attendu) provenant de la région $M^2(K\bar{K}\pi)$ centrée vers $1,80 \text{ GeV}^2$ (1340 MeV) où l'on observe une petite bosse que l'on ne peut attribuer à une résonance dont l'existence soit bien établie.

Les figures VII - 3 et VII - 4 montrent les onze distributions expérimentales de contrôle, considérées dans le tableau VII - 2, ainsi que les distributions théoriques correspondantes obtenues au moyen des paramètres issus de l'ajustement No. 2.

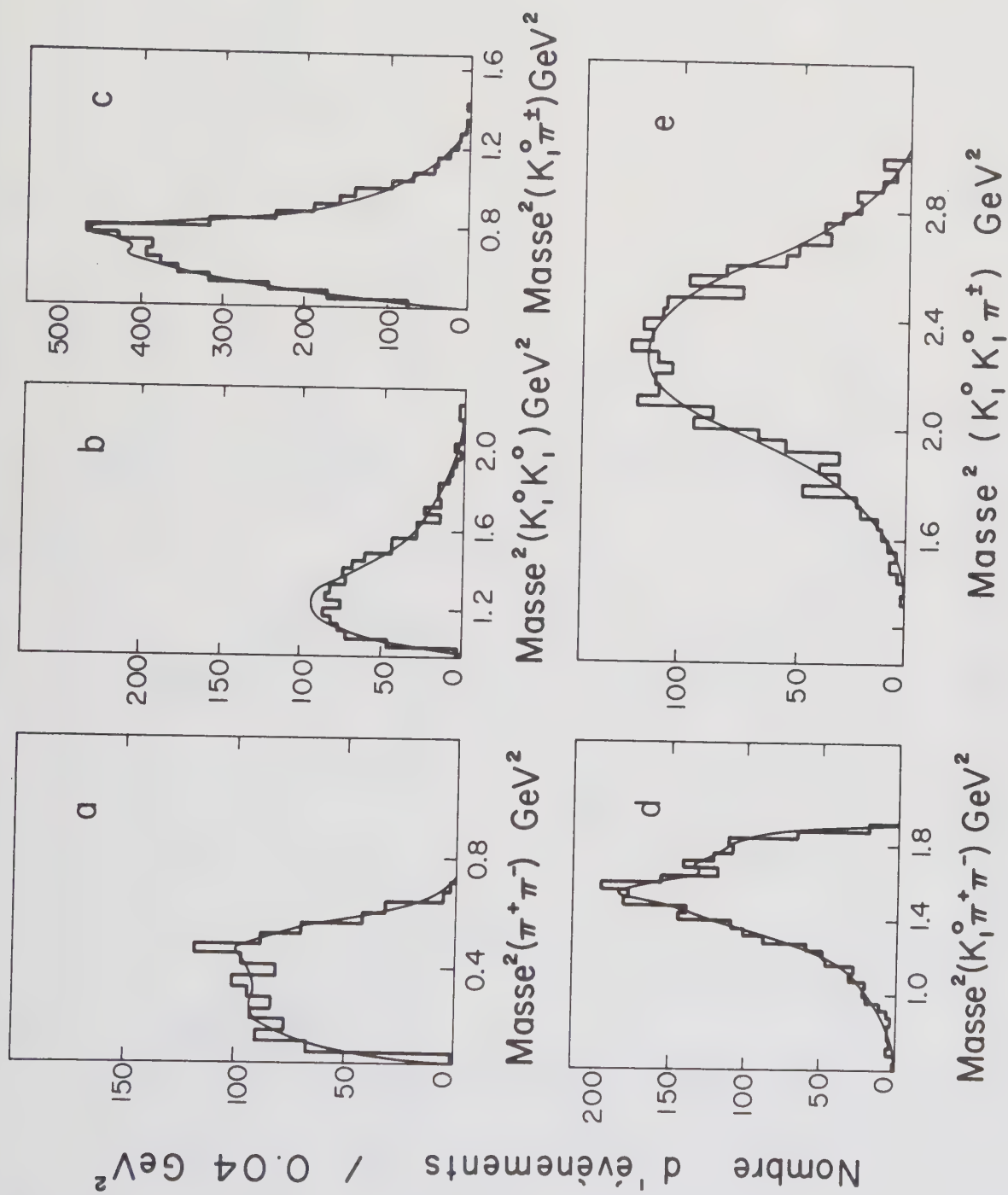
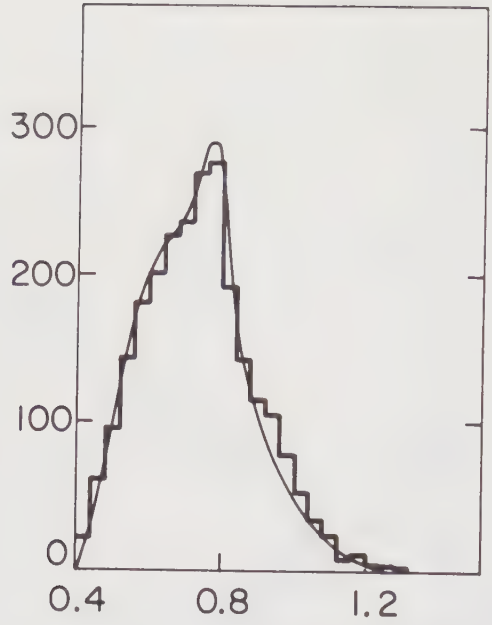
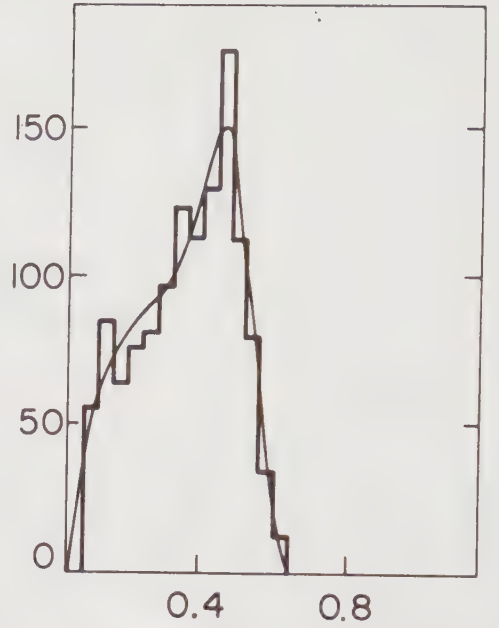


Fig. VII - 3

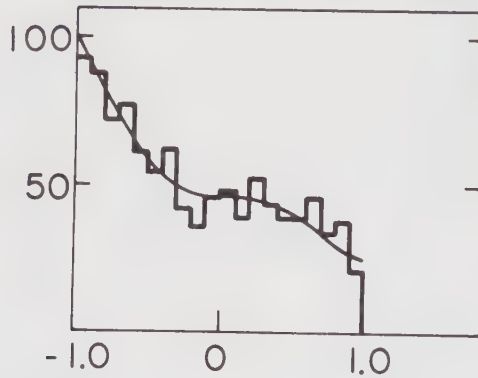
Nombre de combinaisons / 0.04 GeV^2



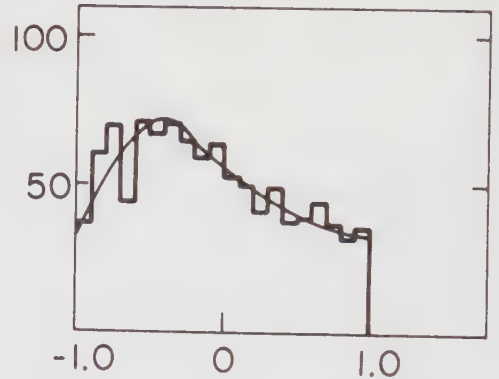
$\text{Masse}^2(K^0 \pi^+) \text{ GeV}^2$



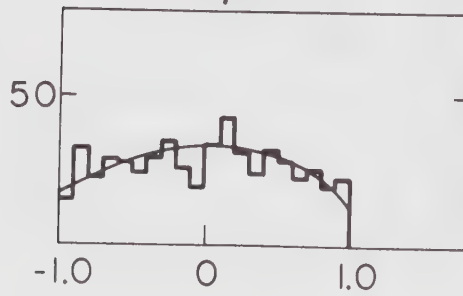
$\text{Masse}^2(\pi^+ \pi^-) \text{ GeV}^2$



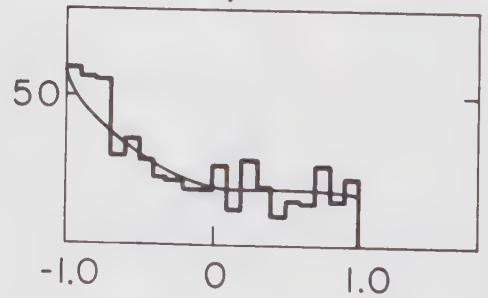
$\cos \phi (K^{*+})$



$\cos \psi (K^{*+})$



$\cos \phi (\rho^0)$



$\cos \psi (\rho^0)$

Fig. VII - 4

L'ensemble de ces paramètres ainsi que les contributions en nombre d'événements des dix amplitudes intervenant dans cet ajustement No. 2 sont donnés dans le tableau VII - 3 ci-dessous.

Tableau VII - 3

Amplitude			ρ	ϕ (Radians)	Nombre d'événements
$1S_0$	A_1	$K^{*-} \bar{K} \pi$	0,40	1,0	190
	A_2	$K^{*0} \bar{K}^0$	0,46	0,0 ^(*)	250
$3S_1$	A_3	$K \bar{K} \rho$	1,0 ^(*)	0,0 ^(*)	1199
	A_4	$(K \pi)_S (\bar{K} \pi)_S$	0,20	0,71	50
	A_5	$K^{*0} \bar{K} \pi$	0,48	1,72	273
	A_6	$K^{*0} \bar{K}^0 (0)$	0,10	3,04	12
	A_7	$K^{*0} \bar{K}^0 (2)$	0,11	- 3,09	13
	A_8	$C \rightarrow K^{*0} \pi$	0,32	- 2,58	125
	A_9	$C \rightarrow K \rho$	0,80	- 2,95	770
	A_{10}	$C \rightarrow K \pi \pi$	0,43	2,64	224

(*) paramètres fixes.

Dans ce tableau, les résultats numériques ne sont pas accompagnés de leur erreur car les calculs d'erreurs sur les paramètres ajustés étaient techniquement impossibles à effectuer (temps de calculs trop longs) avec l'ancienne version du programme d'ajustement utilisée lors de notre étude. Nous avons cependant pu estimer à environ 15 % les incertitudes sur les

nombre d'événements, sauf pour les amplitudes A_4 , A_6 et A_7 pour lesquelles les marges d'erreur étaient de l'ordre de 50 %. Notons que les contributions, en nombre d'événements, des différentes amplitudes de transition ont été normalisées aux 1143 événements expérimentaux de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$. La somme de ces contributions est différente de 1143 à cause de l'existence de très importants phénomènes d'interférences.

L'examen du tableau VII - 3 permet plusieurs constatations :

- Rapport $^1S_0 / ^3S_1$: En tenant compte des phénomènes d'interférences entre amplitudes à l'intérieur des états 1S_0 et 3S_1 ce rapport est environ de 10 %, valeur assez éloignée des 33 % prédits par le modèle statistique mais qui se rapportent à l'ensemble de toutes les voies d'annihilation $\bar{p}p$ à l'arrêt.

- Production de $K^* \bar{K}^*$: Cette production, négligeable dans l'état 3S_1 , est relativement importante dans l'état 1S_0 (250 événements) bien que dans les deux cas - les deux K^* soient produits sur une onde p ($\ell_{K^* \bar{K}^*} = 1$) - la valeur Q disponible soit faible (92 McV).

En tenant compte des facteurs de correction géométriques (tableau I - 1 du chapitre I) et des facteurs d'isospin, nous obtenons :

$$\frac{\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K}^*}{\bar{p}p \rightarrow \text{toutes les voies}} \approx 0,4 \% , \quad \text{taux d'annihilation que}$$

l'on peut comparer à :

$$\frac{\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \omega^0}{\bar{p}p \rightarrow \text{toutes les voies}} \approx 1,5 \% \quad (\text{Réf. VII - 1})$$

et à :

$$\frac{\bar{p}p \rightarrow \rho^0 \rho^0}{\bar{p}p \rightarrow \text{toutes les voies}} \leq 0,24 \% \quad (\text{Réf. VII - 2})$$

- Production de K^* libre : Contrairement au processus $\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K}^*$ le processus $\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K} \pi$ est pratiquement aussi abondant (190 événements) dans l'état 1S_0 où la barrière centrifuge est d'ordre 2 ($\ell_{\bar{K} \pi} = 1$ et $\ell_{K^* \bar{K} \pi} = 1$).

que dans l'état 3S_1 (273 événements) où cette barrière est d'ordre 0 ($l_{K\pi}^- = 0$ et $L_{K^*\pi} = 0$).

- Production de ρ libre : l'amplitude partielle $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\rho$ (A_3) apparaît, avec ses 1199 événements, comme étant l'amplitude prépondérante dans le cadre des résultats de l'ajustement No. 2. Elle interfère destructivement avec les trois amplitudes de production de C(1250) :

Interférence $A_3 - A_8$: - 238 événements

Interférence $A_3 - A_9$: - 951 événements

Interférence $A_3 - A_{10}$: - 716 événements

L'importance de ces phénomènes d'interférences nous a conduit à supprimer cette amplitude A_3 dans l'ajustement No. 2 afin de juger de la nécessité d'une telle amplitude : la solution obtenue n'a pas permis d'expliquer les données expérimentales, particulièrement la distribution $\cos \psi_\rho$ qui ne semble pouvoir être correctement reproduite qu'en tenant compte de l'amplitude A_3 interférant fortement avec l'amplitude $C \rightarrow K\rho$ (A_9).

- Production du C(1250) : les trois amplitudes interférentes A_8 , A_9 et A_{10} de production du C(1250) contribuent pour 1189 événements à la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$. On peut remarquer que le mode $C \rightarrow K\rho$, bien que défavorisé par le facteur d'espace de phase, est environ six fois plus abondant, en nombre d'événements, que le mode $C \rightarrow K^*\pi$. Cependant, à partir des valeurs $\rho(A_8)$ et $\rho(A_9)$ du tableau VII - 3, et en tenant compte des facteurs correctifs dus aux intégrales de normalisation des amplitudes A_8 et A_9 et aux termes d'espace des phases respectifs, on constate (voir par. 1f du présent chapitre) que le rapport de branchement $K\rho / K^*\pi$ est compatible avec 1 à moins de deux écarts standards ($\approx 2,51 \pm 1,2$). De plus, la phase relative entre les modes $C \rightarrow K^*\pi$ et $C \rightarrow K\rho$ ($\approx 0,37 \pm 1,1$ radians) est trouvée compatible avec 0. Ces deux résultats nous permettront de classer le C(1250) dans un nonet du modèle des Quarks (voir par. 4 du présent chapitre).

Afin d'estimer les masse et largeur du $C(1250)$ nous avons répété l'ajustement No. 2 pour différentes valeurs des paramètres dynamiques $M(C)$ et $\Gamma(C)$. La figure VII - 5 montre les variations de $\text{Log } (\mathcal{L})$ en fonction de $M(C)$ et de $\Gamma(C)$; la courbe α définit un domaine pour l'estimation de ces deux paramètres, correspondant à un écart standard du meilleur ajustement. Cette procédure a fourni les résultats suivants :

$$M(C) = 1242^{+9}_{-10} \text{ MeV}$$

$$\Gamma(C) = 127^{+7}_{-25} \text{ MeV}$$

Les courbes théoriques sur les figures VII - 3 et VII - 4 ainsi que les résultats donnés dans les tableaux VII - 2 et VII - 3 (pour l'ajustement No. 2) ont été obtenus à partir de ces valeurs optimisées de la masse et de la largeur du $C(1250)$.

Finalement, nous nous sommes assurés qu'une seule résonance $K\pi\pi$, de spin-parité $J^P = 1^+$, de masse $M = 1330 \text{ MeV}$ et de largeur $\Gamma = 120 \text{ MeV}$, résonance parfois observée dans les expériences $K^{\pm}_p$ (Réf. VII - 3), ne permettait pas de reproduire les diverses distributions expérimentales :

- D'une part, la valeur du logarithme de la fonction de vraisemblance optimisée est passée de 2439 (ajustement No. 2) à 2409.

- D'autre part, le χ^2 calculé sur le spectre $M^2(K^0_1 \pi^+ \pi^-)$ est passé de 26 (ajustement No. 2) à 72 alors que la valeur moyenne attendue est de 25.

c) Tests des hypothèses $J^P(C) = 0^-$ et $J^P(C) = 2^-$

L'hypothèse $J^P(C) = 1^+$ ayant donné des résultats satisfaisants, il s'agit maintenant de la comparer aux autres hypothèses de la série anormale $J^P(C) = 0^-$ (ajustement No. 3) et $J^P(C) = 2^-$ (ajustement No. 4).

Les expressions détaillées des amplitudes A_8 et A_9 correspondant respectivement aux modes $C \rightarrow K^* \pi$ et $C \rightarrow K\rho$ pour les hypothèses $J^P(C) = 0^-$ et $J^P(C) = 2^-$, sont données dans l'appendice B.

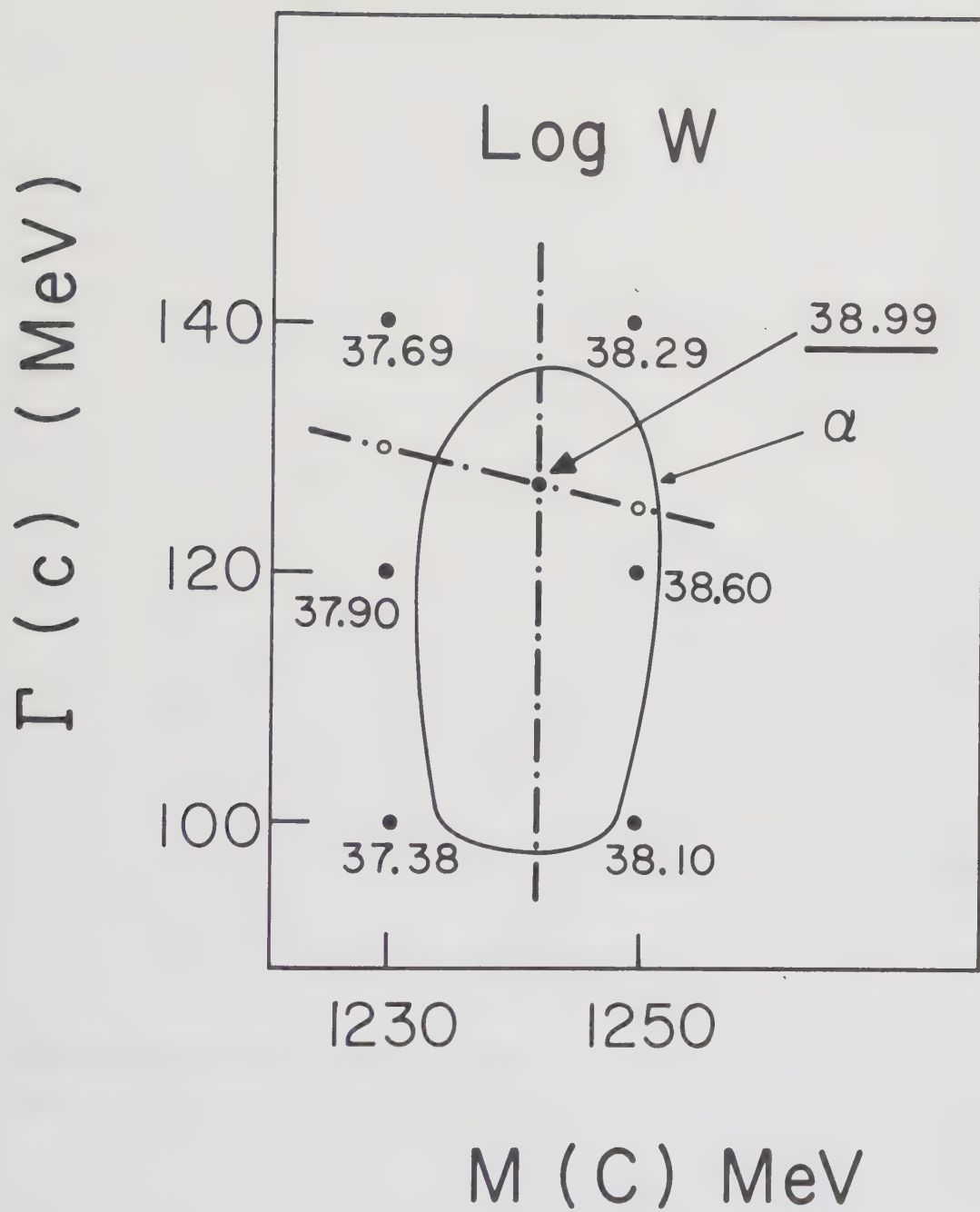


Fig . VII - 5

Précisons toutefois dès maintenant les configurations de moments angulaires :

- $J^P(C) = 0^-$:

Amplitude A_8 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} \quad C \quad C \rightarrow K^* \quad \pi$

$$\begin{array}{ccc} \begin{array}{|c|c|} \hline 0^- & 0^- \\ \hline \end{array} & & \begin{array}{|c|c|} \hline 1^- & 0^- \\ \hline \end{array} \\ L = 1 & & \ell = 1 \end{array}$$

Amplitude A_9 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} \quad C \quad C \rightarrow \rho \quad K$

$$\begin{array}{ccc} \begin{array}{|c|c|} \hline 0^- & 0^- \\ \hline \end{array} & & \begin{array}{|c|c|} \hline 1^- & 0^- \\ \hline \end{array} \\ L = 1 & & \ell = 1 \end{array}$$

- $J^P(C) = 2^-$:

Amplitude A_8 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} \quad C \quad C \rightarrow K^* \quad \pi$

$$\begin{array}{ccc} \begin{array}{|c|c|} \hline 0^- & 2^- \\ \hline \end{array} & & \begin{array}{|c|c|} \hline 1^- & 0^- \\ \hline \end{array} \\ L = 1 & & \ell = 1 \end{array}$$

Amplitude A_9 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} \quad C \quad C \rightarrow \rho \quad K$

$$\begin{array}{ccc} \begin{array}{|c|c|} \hline 0^- & 2^- \\ \hline \end{array} & & \begin{array}{|c|c|} \hline 1^- & 0^- \\ \hline \end{array} \\ L = 1 & & \ell = 1 \end{array}$$

Remarquons que dans les deux hypothèses le facteur de barrière centrifuge est d'ordre 2 ($\ell = L = 1$) alors qu'il est d'ordre 0 dans l'hypothèse $J^P(C) = 1^+$.

Les résultats des ajustements No. 3 ($J^P(C) = 0^-$) et No. 4 ($J^P(C) = 2^-$) sont donnés dans le tableau VII - 4 ci-dessous ; ils sont aussi comparés à ceux de l'ajustement No. 2 ($J^P(C) = 1^+$) dans le tableau VII - 2. (Nous avons fixé $M(C) = 1242$ MeV et $\Gamma(C) = 127$ MeV.)

Tableau VII - 4

Amplitude			$J^P(C) = 0^-$			$J^P(C) = 2^-$		
			ρ	ϕ (Radians)	Nombre d'évé- nements	ρ	ϕ (Radians)	Nombre d'évé- nements
$1S_0$	A_1	$K^* K\pi$	0,83	1,04	187	0,92	1,15	146
	A_2	$K^{*-} K^0$	1,0	0,0 ^(*)	272	1,19	0,0 ^(*)	244
$3S_1$	A_3	$K\bar{K}\rho$	1,0 ^(*)	0,0 ^(*)	271	1,0 ^(*)	0,0 ^(*)	172
	A_4	$(K\pi)_S (\bar{K}\pi)_S$	1,04	-0,85	292	0,98	-0,16	166
	A_5	$K^* \bar{K}\pi$	1,34	0,11	483	1,38	-0,12	329
	A_6	$K^{*-} K^0(0)$	0,31	-0,30	26	0,47	0,82	38
	A_7	$K^{*-} K^0(2)$	0,20	-1,33	11	0,05	1,70	1
	A_8	$C \rightarrow K^* \pi$	0,18	-0,05	8	0,45	-2,76	19
	A_9	$C \rightarrow K_\rho$	0,47	1,73	60	0,50	-2,51	33

(*) Paramètres fixes.

Ce tableau VII - 4 montre clairement que les hypothèses $J^P(C) = 0^-$ et $J^P(C) = 2^-$ sont rejetées par leurs ajustements respectifs, les nombres d'événements attribués aux processus $C \rightarrow K^* \pi$ et $C \rightarrow K\rho$ étant égaux à 8 et à 60 pour $J^P(C) = 0^-$ et 19 et 33 pour $J^P(C) = 2^-$ alors que ces mêmes nombres étaient égaux à 125 et 770 pour $J^P(C) = 1^+$.

Par voie de conséquence, l'amplitude partielle $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\rho$ (A_3) ne joue plus le rôle prépondérant dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$,

l'interférence $A_3 - A_9$ devenant négligeable.

Remarquons toutefois que les contributions des amplitudes A_1 et A_2 dans l'état 1S_0 sont pratiquement indépendantes du choix de $J^P(C)$ (comparer les tableaux VII - 3 et VII - 4).

De même que pour l'ajustement No. 2 ($J^P(C) = 1^+$) nous avons répété les ajustements No. 3 ($J^P(C) = 0^-$) et No. 4 ($J^P(C) = 2^-$) pour plusieurs valeurs de la masse et de la largeur du C. Les résultats ont toujours été plus mauvais que ceux obtenus avec $M(C) = 1242$ MeV et $\Gamma(C) = 127$ MeV .

Pour $M(C) = 1330$ MeV et $\Gamma(C) = 120$ MeV nous avons trouvé :

$$\begin{array}{llll} J^P(C) = 0^- : \text{Log } \mathcal{L} = 2389 & \chi^2 \text{ sur } M^2(K_1^0 \pi^+ \pi^-) = 101 & < \chi^2 > = 25 \\ J^P(C) = 2^- : \text{Log } \mathcal{L} = 2403 & \chi^2 \text{ sur } M^2(K_1^0 \pi^+ \pi^-) = 93 & < \chi^2 > = 25 \end{array}$$

Les valeurs de $\text{Log } (\mathcal{L})$, données dans le tableau VII - 2, pour les trois hypothèses $J^P(C) = 1^+$, $J^P(C) = 0^-$ et $J^P(C) = 2^-$, montrent clairement (voir chapitre V - par. 3b-γ, cas des hypothèses k_1 et k_2) que l'hypothèse $J^P(C) = 2^-$ est rejetée par l'hypothèse $J^P(C) = 0^-$ qui est elle-même rejetée par l'hypothèse $J^P(C) = 1^+$.

De plus, l'examen comparatif des χ^2 obtenus sur les distributions expérimentales de contrôle (tableau VII - 2) confirme nettement que dans la série anormale de spin-parité, l'hypothèse $J^P(1^+)$ exclut pratiquement les hypothèses $J^P(C) = 0^-$ et $J^P(C) = 2^-$ dans le cadre de notre modèle phénoménologique d'interactions dans l'état final (comparer en particulier, pour les trois hypothèses, les χ^2 relatifs aux distributions $\cos \psi_\rho$ et $M^2(K_1^0 \pi^+ \pi^-)$).

d) Tests des hypothèses $J^P(C) = 1^-$ et $J^P(C) = 2^+$

Bien que les arguments développés dans le paragraphe 4 du chapitre VI permettent d'exclure a priori les hypothèses $J^P(C) = 1^-$ et $J^P(C) = 2^+$ nous avons tenté deux ajustements en utilisant la méthode du χ^2 sur les onze distributions expérimentales figurant dans le tableau VII - 2.

En dépit des inconvénients que présente cette méthode d'ajustement (chap. V - par. 2), les solutions obtenues pouvant être des solutions parasites différentes de la solution donnée par la méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance dans l'espace des phases, nous n'avons jamais réussi à trouver un accord satisfaisant entre les prédictions théoriques et les données expérimentales aussi bien pour $J^P(C) = 1^-$ que pour $J^P(C) = 2^+$.

e) Introduction d'une deuxième résonance $K\pi\pi$

Bien que la distribution expérimentale $M^2(K_1^0\pi^+\pi^-)$, (Fig. III - 3a), ne suggère pas de façon certaine l'existence d'une deuxième résonance $K\pi\pi$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0K_1^0\pi^+\pi^-$, l'examen des spectres $M^2(K\pi\pi)$ dans les autres voies d'annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ (voir chapitre III - par. 5) ainsi que les résultats d'expériences K^+p à diverses énergies suggérant l'existence dans le système $K\pi\pi$, d'une résonance de masse égale environ à 1320 MeV et probablement de spin-parité 1^+ (Réf. VII - 3) nous ont conduit à essayer d'ajuster une deuxième résonance $K\pi\pi$ dans la réaction (1), résonance que nous appellerons C' . Nous avons donc tenté une série d'ajustements par la méthode du maximum de vraisemblance dans l'espace des phases, en ajoutant aux amplitudes considérées lors des ajustements No. 2, 3 et 4 trois nouvelles amplitudes du type A_8, A_9 et A_{10} pour $J^P(C') = 1^+$, $M(C') = 1330$ MeV et $\Gamma(C') = 80$ MeV.

Après optimisation des masse et largeur du C , les ajustements correspondant aux hypothèses $J^P(C) = 0^-$, $J^P(C') = 1^+$ et $J^P(C) = 2^-$, $J^P(C') = 1^+$ n'ont donné aucun résultat satisfaisant, les χ^2 obtenus sur la distribution $M^2(K_1^0\pi^+\pi^-)$ étant dans les deux cas de l'ordre de 60 pour une valeur attendue de 25. Pour l'hypothèse $J^P(C) = 1^+$, $J^P(C') = 1^+$ l'amélioration du maximum de la fonction de vraisemblance, par rapport à l'ajustement No. 2 (tableau VII - 2) et après optimisation de la masse et de la largeur du C , a été de 8, ce qui correspond à un niveau de confiance de l'ordre de 2% associé à l'interprétation purement statistique du phénomène dynamique C' , si l'on suppose correctes les hypothèses faites

dans l'ajustement No. 2.

De plus, aucune amélioration significative ne peut être observée dans les χ^2 obtenus sur les distributions expérimentales de contrôle déjà mentionnées :

Distribution $M^2(K_1^0 \pi^+ \pi^-)$: - $J^P(C) = 1^+$, pas de C' : $\chi^2 / < \chi^2 > = 26/25$
 - $J^P(C) = 1^+$, $J^P(C') = 1^+$: $\chi^2 / < \chi^2 > = 23/25$

Distribution $\cos \psi_\rho$: - $J^P(C) = 1^+$, pas de C' : $\chi^2 / < \chi^2 > = 38/20$
 - $J^P(C) = 1^+$, $J^P(C') = 1^+$: $\chi^2 / < \chi^2 > = 37/20$

f) Conclusions sur l'étude de la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$

L'étude de la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1) nous permet de tirer les conclusions suivantes, dans le cadre du modèle phénoménologique d'interactions dans l'état final que nous avons utilisé :

- L'interprétation satisfaisante des données expérimentales nécessite l'introduction, dans l'élément de matrice de transition, d'une résonance $K\pi\pi$: le $C(1250)$.

- Cette résonance est caractérisée par :

sa masse : $M(C) = 1242^{+9}_{-10}$ MeV ;

sa largeur : $\Gamma(C) = 127^{+7}_{-25}$ MeV ;

ses spin-parité : $J^P(C) = 1^+$;

son rapport de branchement $K^* \pi / K\rho$:

$|C\rangle = (0,52 \pm 0,16) |K^* \pi\rangle + (1,31 \pm 0,25) \exp i(0,37 \pm 1,1) |K\rho\rangle$.

- Une amplitude de production directe de $\rho(770)$, interférant très fortement de manière destructive avec l'amplitude $C \rightarrow K\rho$ est nécessaire à une reproduction acceptable de la situation expérimentale.

Néanmoins, l'importance de l'interférence entre les amplitudes $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\rho$ et $C \rightarrow K\rho$ ainsi que la valeur numérique du rapport de branchement $K^*\pi / K\rho$ doivent être considérées en fonction des approximations faites dans le cadre du modèle utilisé ; en particulier, il ne faut pas oublier que les coefficients complexes optimisés ne dépendent pas de l'énergie.

2. Analyse de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ (2)

Par suite de la discernabilité des deux K présents dans l'état final, il est techniquement difficile d'analyser cette réaction de manière aussi détaillée que la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1) : en effet, alors que dans la réaction (1) un processus donné, par exemple $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\rho$, ne conduisait à l'introduction dans l'élément de matrice global que d'une seule amplitude, dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ (2) ce même processus nécessite la présence de cinq amplitudes différant entre elles par leurs propriétés de symétrie dans l'échange des K ou des π .

En nous limitant aux configurations de moments angulaires les plus bas ($\ell \leq 1$), le nombre d'amplitudes et par suite le nombre de paramètres indépendants à optimiser deviennent très importants même en ne considérant que les processus déjà introduits dans l'étude de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1) tels que :

$$\begin{array}{ll} \bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K} \pi & \bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K}^* \\ \bar{p}p \rightarrow K \bar{K} \rho & \bar{p}p \rightarrow (K\pi)_{\text{onde } s} (\bar{K}\pi)_{\text{onde } s} \\ C \rightarrow K^* \pi & C \rightarrow K \rho \quad C \rightarrow K \pi \pi \end{array}$$

En conséquence, nous ne ferons que vérifier, dans l'analyse de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ (2), le bien-fondé des hypothèses faites au cours de l'étude de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1).

Utilisant la méthode d'adaptation par maximum de vraisemblance dans l'espace des phases, nous avons considéré les amplitudes partielles suivantes :

- Etat 1S_0 :

$$I_{\bar{p}p} = 0 \quad I_{\pi\pi} = 1 \quad \ell_{\pi\pi} = - \quad \ell_{K\bar{K}} = - : K\bar{K}\rho, K^*\bar{K}\pi, K^*\bar{K}^*$$

$$I_{\bar{p}p} = 1 \quad I_{\pi\pi} = 1 \quad \ell_{\pi\pi} = - \quad \ell_{K\bar{K}} = + : K^*\bar{K}\pi$$

$$I_{\pi\pi} = 2 \quad \ell_{\pi\pi} = + \quad \ell_{K\bar{K}} = + : K^*\bar{K}\pi, K^*\bar{K}^*$$

- Etat 3S_1 :

$$I_{\bar{p}p} = 0 \quad I_{\pi\pi} = 1 \quad \ell_{\pi\pi} = - \quad \ell_{K\bar{K}} = + : K\bar{K}\rho, (K\pi)_S (\bar{K}\pi)_S, K^*\bar{K}\pi \\ K^*\bar{K}^*(0), K^*\bar{K}^*(2)$$

$$I_{\bar{p}p} = 1 \quad I_{\pi\pi} = 1 \quad \ell_{\pi\pi} = - \quad \ell_{K\bar{K}} = - : K\bar{K}\rho(0), K\bar{K}\rho(1), K\bar{K}\rho(2) \\ K^*\bar{K}\pi, K^*\bar{K}^*(1)$$

$$I_{\pi\pi} = 2 \quad \ell_{\pi\pi} = + \quad \ell_{K\bar{K}} = - : (K\pi)_S (\bar{K}\pi)_S, K^*\bar{K}\pi \\ K^*\bar{K}^*(0), K^*\bar{K}^*(2)$$

$$I_{\pi\pi} = 1 \quad I_{\bar{p}p} = 0 \text{ et } 1 \quad \ell_{\pi\pi} = - : C^0 \rightarrow K^*\pi, C^0 \rightarrow K\rho, C^0 \rightarrow (K \\ C^\pm \rightarrow K^*\pi, C^\pm \rightarrow K\rho, C^\pm \rightarrow (K$$

Les expressions analytiques de ces amplitudes partielles de transition sont du type de celles données, pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1), dans l'appendice B.

Nous avons supposé que $M(C) = 1242$ MeV, $\Gamma(C) = 127$ MeV, $I(C) = 1/2$, $J^P(C) = 1^+$.

L'ajustement correspondant à cette hypothèse n'a pas conduit à une solution unique ; cependant, ainsi que le montre la figure VII - 6, l'une

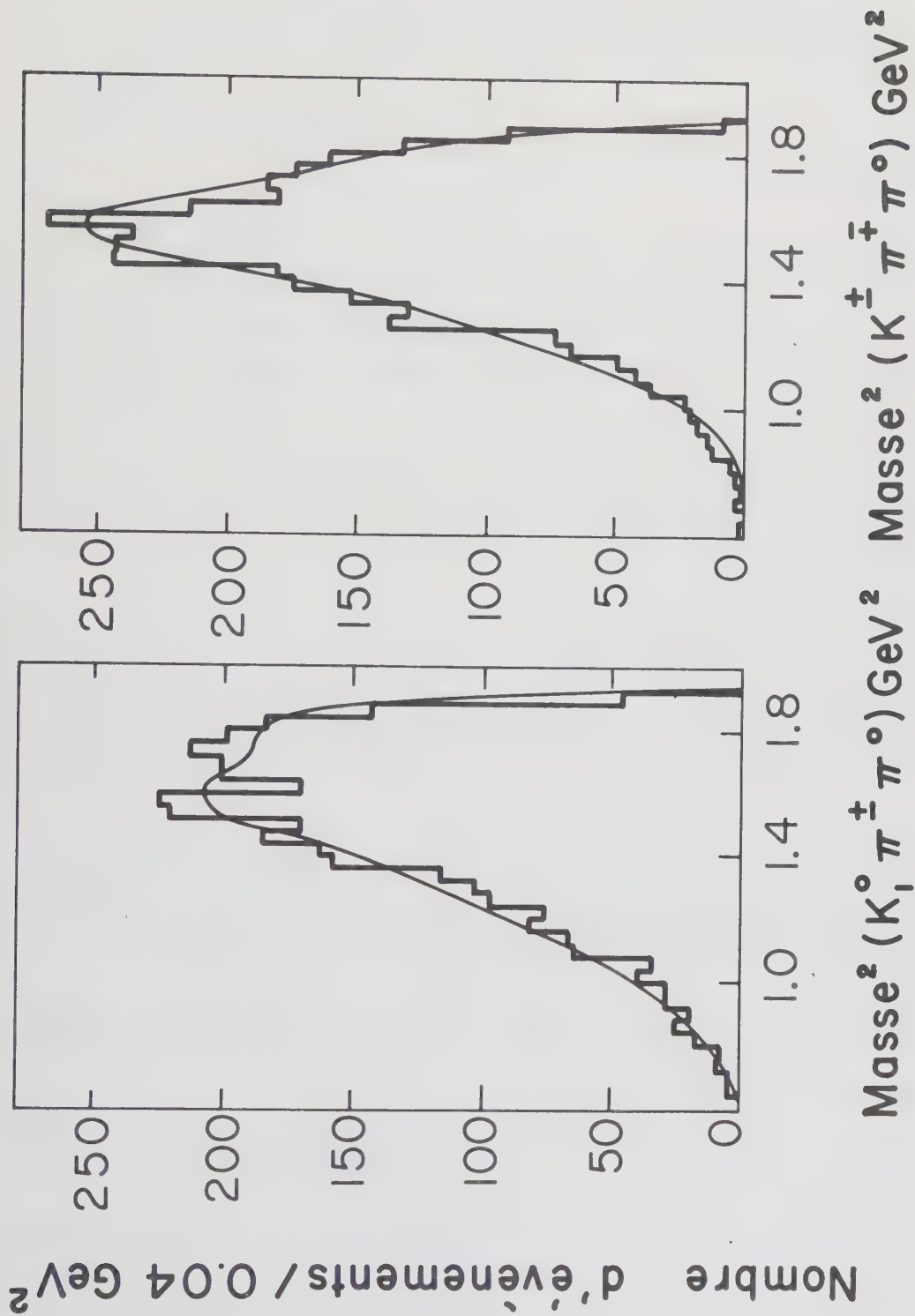


Fig. VII - 6

des solutions obtenues reproduit à peu près correctement les deux spectres $M^2(K_1^0 \pi^\pm \pi^0)$ et $M^2(K^\pm \pi^\mp \pi^0)$. En particulier, il est remarquable de noter que l'on peut rendre compte de la bosse à 1320 MeV, dans le spectre $M^2(K_1^0 \pi^\pm \pi^0)$, sans qu'il soit nécessaire d'introduire le $C'(1320)$.

Nous ne pouvons cependant pas exclure la présence du C' dans l'état final $K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$.

On peut remarquer que de meilleurs résultats auraient sans doute pu être obtenus en ajustant les masse et largeur du $C(1250)$. La non unicité de la solution ne permet pas de tirer des conclusions définitives sur l'isospin du C ; toutefois, deux faits favorisent l'hypothèse $I(C) = 1/2$:

- Si $I(C) = 3/2$ on doit observer autant de C^0 que de $C^\pm$ car, dans ce cas, seul l'état $I_{pp} = 1$ contribue à la production de C , l'amplitude de production étant de la forme $\frac{C^0 - C^\pm}{\sqrt{2}}$

Par contre si $I(C) = 1/2$ les deux états $I_{pp} = 0$ et $I_{pp} = 1$ contribuent à la production du $C(1250)$: pour $I_{pp} = 0$ nous obtenons une amplitude du type $\frac{C^\pm + C^0}{\sqrt{2}}$ tandis que pour $I_{pp} = 1$ cette amplitude devient $\frac{C^\pm - C^0}{\sqrt{2}}$.

Ceci démontre que par interférence entre les deux amplitudes de production du $C(1250)$, il est possible d'obtenir une production différente de C^0 et $C^\pm$, fait expérimental que l'on peut vérifier sur la figure VII - 6.

- D'autre part, le rapport $\frac{C^0 \rightarrow K^{*0} \pi^0}{C^0 \rightarrow K^{*\pm} \pi^\mp}$ est théoriquement égal à 1 si $I(C) = 1/2$ et à 4 si $I(C) = 3/2$.

Or, dans les bandes de $K^*(892)$ du diagramme de Dalitz de désintégration du C^0 , le C^0 étant défini par $1,38 \text{ GeV}^2 \leq M^2(K^\pm \pi^\mp \pi^0) \leq 1,70 \text{ GeV}^2$ et les K^* par $0,70 \text{ GeV}^2 \leq M^2(K\pi) \leq 0,89 \text{ GeV}^2$, nous avons trouvé expérimentalement :

$$C^0 \rightarrow K^{*0} \pi^0 : 860 \pm 30 \text{ événements}$$

$$C^0 \rightarrow K^{*\pm} \pi^\mp : 850 \pm 30 \text{ événements}$$

ce qui favorise nettement l'hypothèse $I(C) = 1/2$.

L'étude de la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ (2) nous permet de conclure, dans le cadre de notre modèle d'interactions dans l'état final et dans la limite de nos approximations, que :

- La présence du $C(1250)$ est nécessaire à l'interprétation satisfaisante des données expérimentales.

- Les nombres quantiques (masse, largeur, spin, parité) du $C(1250)$, déterminés dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1), ne sont pas incompatibles avec une interprétation acceptable de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ (2).

- L'isospin du $C(1250)$ est vraisemblablement égal à $1/2$.

- La présence du $C'(1320)$ n'est pas indispensable pour rendre compte des phénomènes expérimentaux dans la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ (2).

- Les productions de $K^*(892)$ et de $\rho(770)$ libres sont importantes ; l'amplitude $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\rho$ dans l'état 3S_1 ($I_{\bar{p}p} = 0$), amplitude ayant les mêmes propriétés de symétries dans l'échange des K ou des π que celle introduite dans l'étude de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1) (amplitude A_3 du tableau VII - 1), interfère de nouveau (voir par. 1 b du présent chapitre) très destructivement avec les amplitudes du type $C \rightarrow K\rho$

3. Etude des distributions $M^2(K\pi\pi)$ dans les voies (1), (3), (5) et (6)

Nous avons ajusté une résonance $K\pi\pi$ sur les quatre distributions $M^2(K\pi\pi)$ dans les réactions :

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \quad (1)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- \quad (3)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0 \quad (5)$$

$$\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \quad (6)$$

Pour cela nous avons employé la méthode du χ^2 comme indiqué au par. 2d du chapitre VI.

La réaction (1) a été utilisée ici afin de comparer les résultats numériques, sur la masse et la largeur du C, obtenus par la méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance dans l'espace des phases à ceux que donne la méthode d'ajustement par χ^2 sur la distribution $M^2(K\pi\pi)$. Ces derniers sont rassemblés dans le tableau VII - 5 ci-dessous :

Tableau VII - 5

Réaction	M(C) (MeV)	$\Gamma(C)$ (MeV)
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$	1240 ± 10	$50 \begin{smallmatrix} +30 \\ -10 \end{smallmatrix}$
$\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$	1250 ± 10	$56 \begin{smallmatrix} +20 \\ -10 \end{smallmatrix}$
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0$	1230 ± 10	$50 \begin{smallmatrix} +20 \\ -10 \end{smallmatrix}$
$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$	1230 ± 9	80 ± 35

Nous remarquons dans ce tableau que les masses et les largeurs du C sont compatibles entre elles à l'intérieur de leurs incertitudes pour l'ensemble des quatre réactions étudiées. Cependant, alors que la valeur moyenne de M(C) (1237 MeV) est en accord avec la masse optimisée ($1242 \begin{smallmatrix} +9 \\ -10 \end{smallmatrix}$ MeV) dans la réaction (1) en utilisant la méthode d'ajustement par maximum de vraisemblance dans l'espace des phases, l'accord entre la valeur moyenne de $\Gamma(C)$, de l'ordre de 60 MeV, et la largeur optimisée ($127 \begin{smallmatrix} +7 \\ -25 \end{smallmatrix}$ MeV) au cours de l'ajustement No. 2 de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1), n'est pas bon malgré l'importance des incertitudes sur cette largeur.

Cette différence est sans doute due aux interférences importantes qui ont été observées dans l'analyse de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1),

analyse faite en utilisant un élément de matrice de transition relativement élaboré par rapport à celui défini au par. 2d du chapitre VI.

Cette étude sommaire des réactions (3), (5), (6) confirme donc la présence du C(1250) dans les états finals $K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$, $K_1^0 K_2^0 \pi^0 \pi^0$ et $K^+ K^- \pi^+ \pi^-$, les taux de production étant respectivement de l'ordre de $(6 \pm 2) \%$, $(11 \pm 3) \%$ et $(8 \pm 2) \%$.

4. Conclusions sur l'étude des annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ à l'arrêt

L'analyse des annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ à l'arrêt montre qu'un modèle supposant la dominance d'interactions dans l'état final avec production cohérente de $K^*(892)$, $\rho(770)$ et $\phi(1020)$ ne permet pas une interprétation satisfaisante des données expérimentales si l'on ne tient pas compte de l'existence d'une résonance $K\pi\pi$.

Cette résonance est caractérisée par :

- sa masse : $M(C) = 1242^{+9}_{-10}$ MeV
- sa largeur : $M(C) = 127^{+7}_{-25}$ MeV
- ses spin-parité : $J^P(C) = 1^+$
- son isospin : $I(C) = 1/2$ (On ne peut cependant exclure avec certitude l'hypothèse $I(C) = 3/2$)
- ses modes de désintégration en $K^*\pi$ et $K\rho$ qui suggèrent (voir le rapport de branchement $K^*\pi / K\rho$ donné dans le par. 1f du présent chapitre) qu'elle appartient au nonet de particules $J^P = 1^+$ de conjugaison de charge $+1$ (3P_1) du modèle des Quarks et non au nonet de conjugaison de charge -1 (1P_1) ; en effet, le nonet 3P_1 prédit : (Réf. VIII - 7 et VIII - 13),

$$|C\rangle = |K^*\pi\rangle + |K\rho\rangle$$

tandis que le nonet 1P_1 prévoit que

$$|C\rangle = |K^*\pi\rangle - |K\rho\rangle \quad (\text{à } e^{i\pi} \text{ près})$$

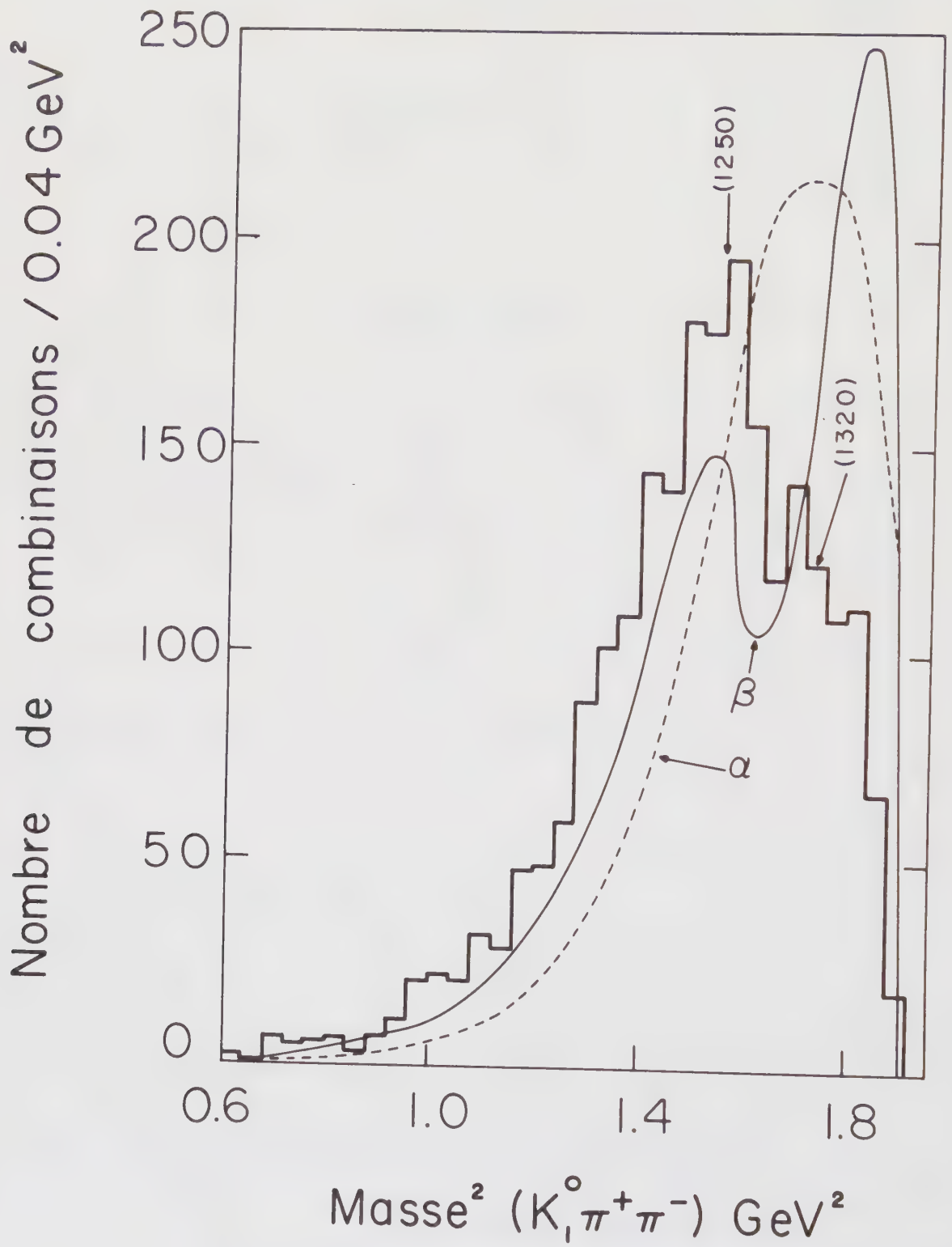


Fig. VII - 7

Ainsi que l'indique la figure VII - 7 une étude qualitative faite par méthode de Monte-Carlo montre qu'il est impossible de reproduire les données expérimentales en supposant que l'interaction $K\pi\pi$ à 1250 MeV est du type interaction au seuil (représentation dynamique de la diffusion $K^*\pi$ ou $K\rho$ par une formule de longueur de diffusion complexe avec portée effective non nulle).

De plus, dans le cadre de notre modèle, une seule résonance $K\pi\pi$ suffit à une représentation correcte de la situation expérimentale dans les états finals $K\bar{K}\pi\pi$ produits par les annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt. On ne peut en particulier rien conclure sur l'existence du $C'(1320)$.

Cette étude, particulièrement dans les réactions $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1) et $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp \pi^0$ (2), met en relief l'importance des phénomènes d'interférences entre amplitudes partielles de transition :

- Nécessité, dans la réaction (1) d'une amplitude $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\rho$ interférant de façon très destructive avec les amplitudes $C \rightarrow K^*\pi$, $C \rightarrow K\pi\pi$ et surtout $C \rightarrow K\rho$.

- Rôle de l'interférence entre les amplitudes de production du C dans les états $I_{\bar{p}p}^- = 0$ et $I_{\bar{p}p}^- = 1$ qui permet d'expliquer les productions différentes de C^0 et de $C^\pm$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp \pi^0$ (2).

Rappelons toutefois que l'importance de l'interférence entre les amplitudes $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\rho$ et $C \rightarrow K\rho$ est peut-être liée au fait que les coefficients complexes optimisés ne dépendent pas de l'énergie.

Remarquons que les masses et largeurs du $K^*(892)$ et du $\rho(770)$ n'ont pas été optimisées. L'ajustement de ces quantités permettrait sans doute d'améliorer la qualité des résultats obtenus au cours de l'analyse des voies $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1) et $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp \pi^0$ (2).

Au cours du prochain chapitre, nous comparerons brièvement nos résultats sur le C à ceux obtenus dans :

- les annihilations $\bar{p}p$ à basse énergie (700 MeV/c et 1,2 GeV/c)
- les annihilations $\bar{p}n$ à l'arrêt dans le deutérium
- les réactions $K^\pm p$ à diverses énergies.

CHAPITRE VIII

Etude comparative de la région "Q" dans diverses expériences

Au-delà de 1400 MeV deux résonances K^* sont relativement bien connues : le $K^*(1400)$ et le $K^*(1780)$. En-deça de 1200 MeV la seule résonance bien établie est le $K^*(892)$. Par contre, entre 1200 et 1400 MeV la situation expérimentale est confuse ; c'est pourquoi nous consacrons ce dernier chapitre à l'investigation des résultats concernant les résonances $K\pi\pi$ de masse comprise entre 1200 MeV et 1400 MeV, résultats obtenus dans les annihilations $\bar{p}p$ à basse énergie, dans les annihilations $\bar{p}n$ à l'arrêt dans les expériences K^+p à diverses énergies, dans les interactions cohérentes K^-d à 12,6 GeV/c, ainsi que dans les interactions π^+p à 6 GeV/c.

1. Annihilations $\bar{p}p$ à basse énergie

L'étude des états finals $K\bar{K}\pi\pi$ produits aussi bien dans les annihilations $\bar{p}p$ à 700 MeV/c (Réf. VIII - 1) que dans les annihilations $\bar{p}p$ à 1,2 GeV/c (Réf. VIII - 2), n'apporte aucune information sur la présence de résonances $K\pi\pi$, les distributions de masse effective $K\pi\pi$ ne mettant en évidence aucune structure particulière statistiquement significative et les données expérimentales étant correctement interprétées sans l'aide d'une résonance $K\pi\pi$. Notons les similitudes entre les résultats à 700 MeV/c et 1200 MeV/c où de nombreuses résonances sont observées parmi lesquelles le S^* , le D^0 et le F_1 qui sont absents dans les annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt. Seuls les K^* , ρ , ϕ et E^0 sont mis en évidence aux trois énergies.

2. Annihilations $\bar{p}n$ à l'arrêt : (Réf. VIII - 3)

La faible statistique dans les voies d'annihilations

$$\bar{p}n \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^- \pi^0 \quad (183 \text{ événements}),$$

$$\bar{p}n \rightarrow K_1^0 K^- \pi^- \pi^+ \quad (164 \text{ événements}),$$

$$\text{et } \bar{p}n \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^- \quad (115 \text{ événements}),$$

ne permet pas de conclure quant à la présence ou à l'absence d'une résonance $K\pi\pi$ dans les états finals $K\bar{K}\pi\pi$ produits par les annihilations $\bar{p}n$ à l'arrêt.

Cependant, si le $C(1250)$ est effectivement présent dans ces états finals, il ne peut avoir pour isospin $I(C) = 3/2$: en effet, si $I(C) = 3/2$ la production de C^0 dans la voie $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^0$ conduit à une production de C^- et de C^{--} , dans la réaction $\bar{p}n \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^-$, égale à 450 événements (nombre déterminé au moyen des coefficients de Clebsh-Gordan) alors que le nombre total d'événements $\bar{p}n \rightarrow K_1^0 K^+ \pi^- \pi^-$ est égal à 155.

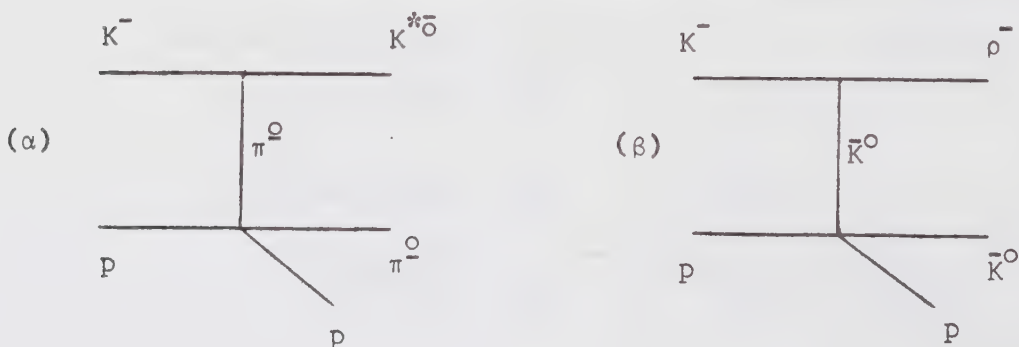
3. Expériences $K^\pm p \rightarrow K\pi\pi p$

Tous les états finals $K\pi\pi p$ produits dans les interactions $K^\pm p$ à diverses énergies (impulsion du $K^\pm$ incident allant de 3 GeV/c à 12,7 GeV/c), mettent en évidence, entre autres phénomènes que nous ne considérerons pas, une bosse dans la région "Q" de masse $K\pi\pi$ comprise entre 1200 et 1500 MeV. Cette évidence expérimentale est pratiquement le seul point commun entre toutes ces expériences. Au niveau de l'interprétation théorique deux hypothèses sont proposées :

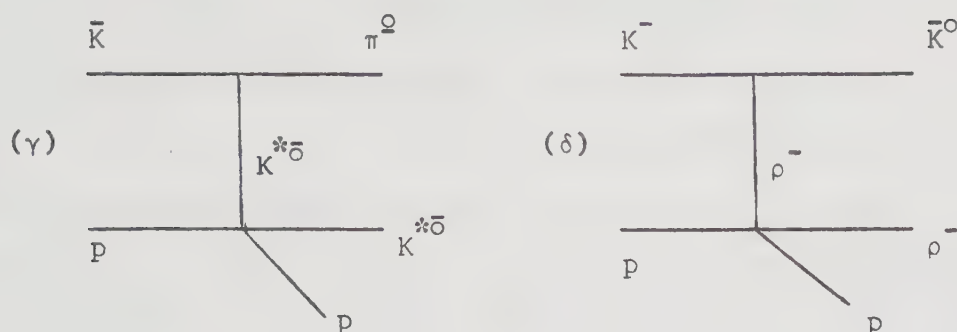
a) Interprétation par effet Deck généralisé

Pour interpréter la réaction $K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^0 \pi^- p$ à 4,6 et 5,0 GeV/c, on montre (Réf. VIII - 4) de façon semi-quantitative que la bosse dans la région Q est due à la superposition de quatre processus d'échange de méson, caractérisés par une diffusion élastique au vertex inférieur (vertex du proton) :

- Echange "régulier" d'un méson pseudo-scalaire :



- Echange "inversé" d'un méson vectoriel :



Notons que dans cette étude l'effet Deck "régulier (processus α et β) (Réf. VIII - 5) ne suffit pas à expliquer les données expérimentales.

b) Interprétation par effet Deck (généralisé ou non) et par une ou plusieurs résonances $K\pi\pi$

Cette hypothèse est la plus couramment envisagée, la quasi-totalité des analyses faites dans les réactions K^+p montrant que l'effet Deck seul ne peut reproduire l'ensemble des données expérimentales.

Cependant, si les résultats de ces analyses concordent en ce qui concerne l'isospin de la ou des résonances $K\pi\pi$ mises en évidence dans la région Q (Isospin $3/2$ exclu et Isospin $1/2$ compatible avec les données), par contre, le nombre, les masses et les largeurs de ces résonances varient d'une expérience à l'autre. Cette variation de structure dans la région Q, en fonction de l'impulsion du K incident, peut s'expliquer par un effet d'interférence entre deux résonances de même spin et parité, la phase relative ϕ entre ces deux résonances étant fonction de l'énergie du système Kp et peut-être aussi du quadri-moment Δ_p^2 transféré au système $K\pi\pi$ (Réf. VIII - 6). Dans le cadre du modèle des Quarks qui prévoit l'existence de deux nonets $J^P = 1^+$ de conjugaisons de charge opposées (nonet 3P_1 de conjugaison de charge $+1$ et nonet 1P_1 de conjugaison de charge -1) (Réf. VIII - 7), cette phase ϕ reflète la variation en fonction de l'énergie, des amplitudes de production des deux résonances "physiques", amplitudes de la forme $A_P \pm A_M$ où

A_P représente l'amplitude d'échange d'un "Pomeron" (particule ayant les nombres quantiques du vide), et

A_M représente l'amplitude d'échange d'un ou plusieurs mésons isoscalaires.

Alors que A_P reste pratiquement constante, l'amplitude A_M décroît rapidement lorsque l'impulsion du K incident augmente. Notons cependant que l'accord entre les résultats expérimentaux est loin d'être satisfaisant, même dans les cas où les impulsions des $K^\pm$ incidents sont voisines.

Examinons les résultats obtenus.

$$\underline{K^+_p \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^- p \quad \text{et} \quad K^+_p \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^+ n \quad \text{à} \quad 3, \quad 3,5 \quad \text{et} \quad 5 \text{ GeV/c}}$$

Dans ces trois expériences (Réf. VIII - 8) on montre que la grosse bosse observée dans la région Q ne peut être expliquée par le seul mécanisme de Deck. Les données sont interprétées en superposant plusieurs résonances à un fond de production périphérique $K^{*0} \pi^+ p$. L'hypothèse la plus simple consiste à supposer l'existence de deux résonances d'isospin $1/2$: le $K^*(1420)$ et une résonance $K\pi\pi$ de masse ~ 1270 MeV, de largeur ~ 200 MeV, se désintégrant principalement en $K^*(892)\pi$ (les modes de désintégration $K\rho$ et $K\pi$ ne sont pas considérés). L'absence de structure dans le système $K^0 \pi^+ \pi^+$ exclut l'isospin $3/2$.

$$\underline{K^+_p \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^- p \quad \text{et} \quad K^+_p \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^+ n \quad \text{à} \quad 5 \text{ GeV/c}}$$

L'analyse de la réaction $K^+_p \rightarrow K^{*0}(892) \pi^+ p$ (Réf. VIII - 9) permet de tirer les conclusions suivantes :

- La bosse dans la région Q est partiellement due à un effet cinématique résultant de processus de dissociation du K^+ en K^{*0} et π^+ , processus suivis de phénomènes de diffusion diffractive du K^{*0} et du π^+ sur le proton cible (modèle de Ross et Yam décrit dans la référence VIII- 10) : cependant cet effet cinématique est surtout important pour des quadri-moments de transfert au proton $\Delta_{p,p}^2 < 0,1 \text{ GeV}^2$; de plus, tandis que le phénomène

d'échange du π semble être présent, l'échange du K^* est beaucoup moins évident, ce qui est en contradiction avec l'interprétation donnée dans la référence VIII - 4 déjà citée.

- Pour les $\Delta_{p,p}^2 > 0,1 \text{ GeV}^2$ les structures observées dans la région Q sont dues à deux groupes de deux résonances :

i) $K^*(1230)$ et $K^*(1320)$ produits par échange d'un Pomeron dans la bande $0,1 \text{ GeV}^2 < \Delta_{p,p}^2 < 0,3 \text{ GeV}^2$, de spin-parité $J^P = 1^+$ (désintégration $K^*(892) \pi$ en onde s), de masses respectives $1230 \pm 15 \text{ MeV}$, $1320 \pm 15 \text{ MeV}$ et de largeurs $60 \pm 20 \text{ MeV}$.

Le $K^*(1230)$ semble pouvoir être identifié au $C(1250)$ observé dans les annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ à l'arrêt.

ii) $K^*(1280)$ et $K^*(1420)$ produits pour $\Delta_{p,p}^2 > 0,3 \text{ GeV}^2$ et de spin-parité $J^P \neq 1^+$.

Ces résonances n'étant pas observées dans le mode $(K^0 \pi^+ \pi^+)$, leur isospin est vraisemblablement égal à $1/2$.

$$K_p^+ \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^+ p \quad \text{et} \quad K_p^+ \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^+ n \quad \text{à} \quad 4,6 \text{ GeV}/c : \quad (\text{Réf. VIII} - 11)$$

Tandis que la réaction $K_p^+ \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^+ n$ permet d'exclure l'isospin $3/2$ pour d'éventuelles résonances $K\pi\pi$, l'analyse de la réaction $K_p^+ \rightarrow K^{*0} \pi^+ p$ montre que trois phénomènes contribuent à la structure observée dans la région Q :

- L'effet Deck (échange d'un π^+)
- Le $K^*(1420)$
- Une résonance $K^*(1320)$ se désintégrant en $K^*(892)\pi$ et $\rho(770)K$, de spin-parité $J^P = 1^+$ ou 2^- .

$$\underline{K^+_p \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^-}_p \quad \text{à } 5,5 \text{ GeV/c} : (\text{Réf. VIII - 12})$$

Expérimentalement une grosse bosse est observée dans la région Q . On montre que l'effet Deck généralisé (échange d'un π et d'un K^*) ne suffit pas à expliquer les données, ce qui conduit à admettre la présence d'une ou plusieurs résonances $K\pi\pi$ de spin-parité $J^P = 1^+$ ou 2^- ; l'interprétation suivante, en accord satisfaisant avec les données expérimentales est proposé :

Dans la région Q il existe deux résonances $J^P = 1^+$ résultant d'une superposition cohérente d'états 3P_1 et 1P_1 du modèle des Quarks ; les deux résonances $K^*(1250)$ et $K^*(1350)$ semblent être associées respectivement aux couplages F et D de SU(3) (définis par Gell-Mann dans la Référence VIII - 13) entre les modes $K^*\pi$ et $K\rho$. Il apparaît cependant que pour ces deux résonances, le mode $K^*(892)\pi$ seul suffise à interpréter les données.

$$\underline{K^-_p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^-}_p \quad \text{à } 5,5 \text{ GeV/c} : (\text{Réf. VIII - 14})$$

Dans la région Q on observe une bosse centrée vers 1300 MeV. Les prédictions du modèle de Ross et Yam (Réf. VIII - 10) ne parvenant pas à reproduire toutes les données de la réaction $K^-_p \rightarrow K^{*0} \pi^-_p$, la nécessité d'une résonance $K^*(1300)$ est admise, l'hypothèse $J^P = 1^+$ (avec $\ell_{K^*0\pi^-} = 0$) étant favorisée.

$$\underline{K^+_p \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^-}_p \quad \text{à } 7,4 \text{ GeV/c} : (\text{Réf. VIII -15})$$

Une analyse originale du diagramme de Dalitz du système $K\pi\pi$ dans la région Q conclut à l'existence, pour $M_{K\pi\pi} = (1,28 \pm 0,07) \text{ GeV}$, d'une résonance d'isospin 1/2, de spin-parité $J^P = 1^+$ et dont les modes de désintégration $K^*\pi$ et $K\rho$ sont trouvés être en phase ; ce dernier résultat conduit à classer cette résonance dans un octet $J^{PC} = 1^{++}$ (couplage $K^*\pi$, $K\rho$ du type F de SU(3)).

Dans cette analyse, le fond non résonant est supposé constant. Ce $K^*(1280)$ semble pouvoir être rapproché du $K^*(1250)$ suggéré précédemment dans la référence VIII - 12.

$$\underline{K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^+ p \quad \text{à} \quad 9 \text{ GeV/c} : (\text{Réf. VIII} - 16)}$$

Dans la région Q les faits expérimentaux sont les suivants :

- Présence d'un pic centré à 1250 MeV et associé à la bande $0,1 \text{ GeV}^2 < \Delta_P^2 < 0,3 \text{ GeV}^2$
- Présence d'une bosse assez large, centrée vers 1400 MeV, et vraisemblablement composée de deux résonances dont l'une, le $K^*(1420)$ est associée à la région $\Delta_P^2 > 0,3 \text{ GeV}^2$ et dont l'autre, centrée vers 1360 MeV, est identifiée au $K^*(1320)$.

Les données expérimentales sont interprétées en supposant l'existence de quatre processus :

- $\alpha)$ effet cinématique dû à un modèle de dissociation du K^+ incident suivie de diffraction au vertex du proton cible,
- $\beta)$ résonance $K^*(1420)$,
- $\gamma)$ résonance $K^*(1320)$ de masse $(1360 \pm 10)\text{MeV}$ et de largeur $(80 \pm 20)\text{MeV}$,
- $\delta)$ résonance $K^*(1250)$ de masse $(1250 \pm 10)\text{MeV}$ et de largeur $(50 \pm 20)\text{MeV}$.

Ces deux dernières résonances présentent des caractères identiques :

$J^P = 1^+$ (2^- non exclu) et modes de désintégration $K^* \pi$ et $K\rho$.

$$\underline{K^- p \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- p \quad \text{et} \quad K^- p \rightarrow \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 p \quad \text{à} \quad 10 \text{ GeV/c} : (\text{Réf. VIII} - 17)}$$

La bosse centrée à 1320 MeV et observée dans la région Q n'est pas entièrement due à l'effet Deck ; elle est interprétée comme étant la manifestation du $K^*(1320)$ dont les caractéristiques sont les suivantes :

Masse = $(1325 \pm 6)\text{MeV}$, largeur = $186 \pm 15 \text{ MeV}$

Spin-parité $J^P = 1^+$ (2^- étant moins probable)

Isospin $I = 1/2$ ($3/2$ exclu)

Modes de désintégration : $K^* \pi$ ($\sim 56 \%$) et $K\rho$ ($\sim 21 \%$)

Production par échange d'un Pomeron (0^+)

$$\underline{K^+ p \rightarrow K^0 \pi^+ \pi^+ p \text{ à } 12,7 \text{ GeV/c : (Réf. VIII - 18)}}$$

Expérimentalement la région Q du spectre de masse $K\pi\pi$ est dominée par une bosse centrée à 1320 MeV et de largeur observée égale à 160 MeV. L'analyse de cette réaction permet de conclure que cette bosse n'est pas due à l'effet Deck, mais à la présence d'une résonance d'isospin $1/2$ ($3/2$ étant exclu), de spin-parité vraisemblablement $J^P = 1^+$ (avec $\ell_{K\rho} = 0$), se désintégrant en $K^* \pi$ et $K\rho$ suivant les prédictions de $SU(3)$ ($K^* \pi / K\rho = 0,91 \pm 0,25$), et produite dans un processus d'échange d'un Pomeron.

4. Expérience de production cohérente $K^- d \rightarrow K^- \pi^+ \pi^- d$ à 12,6 GeV : (Réf. VII)

L'isospin du deuton étant nul le système $K\pi\pi$ est d'isospin $1/2$. Malgré une statistique limitée, une large bosse dans la région Q est observée et interprétée comme la manifestation d'une résonance produite dans un processus d'échange d'un Pomeron, et de spin-parité vraisemblablement 1^+ ($\ell_{K^* \pi} = 0$)

5. Expérience $\pi^+ p \rightarrow \Lambda K\pi\pi$ à 6 GeV/c : (Réf. VIII - 20)

Les $K^*(1300)$ et $K^*(1400)$ sont observés dans les états finals $\Lambda(K\pi\pi)$ mais non dans les états finals $\Lambda(K\pi\pi)^{++}$ ce qui exclu l'isospin $3/2$.

L'explication de ces deux résonances par des effets cinématiques est rejetée ; en particulier le mécanisme de Deck usuel est interdit car il y a changements de l'étrangeté et de l'isospin au vertex du nucléon. Finalement $J^P = 0^-$ est exclu.

6. Conclusions

Le résumé de la situation expérimentale dans la région Q prouve la complexité du problème et rend délicate toute interprétation théorique

concernant aussi bien les mécanismes de production que la mise en évidence et l'étude des propriétés des résonances $K\pi\pi$.

Un argument en faveur de l'interprétation "résonance" dans la région Q est donné par Chew et Pignotti (Réf. VIII - 21) : le modèle périphérique de Deck, s'il explique parfois une bosse dans une distribution sans qu'il soit nécessaire d'introduire une résonance, ne prouve pas que cette résonance est absente. Au contraire, la dualité Dolen-Horn-Schmid (Réf. VIII - 22) montre que si un modèle périphérique prédit une section efficace importante pour les basses énergies d'un sous-système de l'état final, alors des résonances sont probablement présentes dans ce sous-système (voir à cet égard le par. 3a du présent chapitre).

En ce qui concerne l'existence et les propriétés du méson C(1250) nous pouvons dresser un tableau comparatif.

Tableau VIII - 1

	Masse (MeV)	Largeur (MeV)	Isospin	J^P	Modes de désintégration	Processus de production
$\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$	$1242 \begin{smallmatrix} + 9 \\ - 10 \end{smallmatrix}$	$127 \begin{smallmatrix} + 7 \\ - 25 \end{smallmatrix}$	$1/2$ favorisé	1^+	$K^*\pi$ et $K\rho$ (couplage F)	-
$\bar{p}^0n \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$	-	-	$1/2$	-	-	-
$K^+_p \ 5 \text{ GeV}/c$	1230 ± 15	60 ± 20	$1/2$	1^+	$K^*\pi$ ($K\rho$ non évident)	Echange d'un Pomeron
$K^+_p \ 5,5 \text{ GeV}/c$	1250 (?)	-	-	1^+	$K^*\pi$ et $K\rho$ (couplage F)	-
$K^+_p \ 7,4 \text{ GeV}/c$	1280 ± 70	-	$1/2$	1^+	$K^*\pi$ et $K\rho$ (couplage F)	-
$K^+_p \ 9 \text{ GeV}/c$	1250 ± 10	50 ± 20	$1/2$	1^+	$K^*\pi$ et $K\rho$	Echange d'un Pomeron

Rappelons que la largeur relativement grande (127 MeV) déterminée dans les annihilations $\bar{p}p$ à l'arrêt peut s'expliquer par l'importance des phénomènes d'interférence.

Tous ces résultats concordent encore sur deux points importants :

- La désintégration du C en un méson vectoriel (K^* ou ρ) et un méson pseudo-scalaire (π ou K) a lieu en onde s .
- Le mode de désintégration $K\pi$ est pratiquement inexistant.

L'ensemble des résultats obtenus dans diverses réactions confirme donc l'existence et les propriétés du méson C mis en évidence dans les annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$ à l'arrêt.

Remarquons pour terminer que la seule indication, non confirmée par ailleurs, en faveur d'une résonance $K\pi\pi$ d'isospin $3/2$, a été fournie par une expérience d'annihilations $\bar{p}p$ à 3, 3,6 et 4 GeV/c (Réf. VIII - 23). Dans cette expérience l'étude des états finals $K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0$ conclut à l'existence d'une résonance d'isospin $3/2$, de masse $(1265 \pm 10)\text{MeV}$, de largeur $(50 \pm 20)\text{MeV}$, se désintégrant en $K^{*\pm}(892)\pi^{\pm}$.

REMERCIEMENTS

Je prie Messieurs les Professeurs B. Grégory et Ch. Peyrou de trouver ici l'expression de ma profonde gratitude. Je leur suis reconnaissant de m'avoir accueilli au CERN dans la division des chambres à traces où j'ai eu la possibilité de m'initier au travail de recherche dans d'excellentes conditions.

Monsieur le Professeur L. Leprince-Ringuet a bien voulu diriger cette thèse. Je le prie d'accepter mes remerciements.

Je remercie le Professeur Ch. Peyrou et le Docteur R. Armenteros pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux, discussions au cours desquelles leurs critiques avisées m'ont été d'un précieux secours.

Monsieur le Docteur L. Montanet m'a accueilli dans le groupe de physiciens qu'il dirige. En tant que physicien il a constamment suivi l'évolution de mon travail. En tant qu'homme il a toujours su faire preuve d'amitié au cours des moments difficiles. Je le remercie très sincèrement pour ses conseils et pour la confiance qu'il m'a témoignée.

Je remercie également le Professeur R.H. Dalitz pour l'intérêt qu'il a porté à mon travail et pour ses suggestions théoriques.

Le Professeur P. Depomier m'a enseigné les bases de la mécanique quantique ; ses qualités de physicien et de pédagogue ont été pour moi un exemple. Je le remercie vivement.

Cette étude fait partie d'une vaste expérience sur les annihilations d'antiprotons à l'arrêt, expérience résultant d'une collaboration étroite et efficace entre les groupes du CERN, du Collège de France, de l'Institut de Physique Nucléaire et de l'Université de Liverpool, groupes respectivement dirigés par Messieurs L. Montanet, A. Astier, J. Duboc et D.N. Edwards qui ont su faire régner un excellent esprit de collaboration entre les physiciens.

Je remercie particulièrement Monsieur le Professeur A. Astier avec qui j'ai eu de nombreuses discussions au cours desquelles j'ai pu apprécier ses qualités de physicien et son enthousiasme communicatif.

C'est en compagnie de mon camarade M. Tomás que j'ai fait mes premiers pas dans la recherche ; sa compétence, son dévouement, sa gentillesse et son amitié resteront pour moi un précieux souvenir.

Messieurs M. Della Negra et J. Cohen-Ganouna se sont particulièrement intéressés à la partie de l'expérience faisant l'objet de cette thèse ; je tiens spécialement à les remercier pour leur collaboration efficace et pour leurs encouragements constants. Je souhaite que la fin de cette thèse ne marque pas la fin d'une amitié profonde.

Messieurs P. Baillon, F.E. James, E. Pagiola et B. Sadoulet m'ont beaucoup appris en physique, au cours de nombreuses discussions que nous avons eues. Je leur en suis reconnaissant.

Messieurs P. Lazeyras et J.M. Perreau m'ont initié aux techniques de mise au point et d'exploitation des faisceaux de particules, ce dont je les remercie.

Je remercie également Mademoiselle S. Kurjo, Madame Ch. Letertre, ainsi que Messieurs H. von Eicken et J. Zoll pour leur aide très efficace dans la mise au point des programmes de calcul.

Madame F. Jacot a assuré avec compétence et dévouement un travail délicat de programmation au cours duquel j'ai pu apprécier sa gentillesse.

Les opérations de dépouillement et de classement ont été effectuées au CERN par une équipe d'aide-physiciens dirigée efficacement par Mademoiselle I. Arens.

Mesdames F. Bernasconi et D. Klein ont assuré brillamment la gestion des programmes de production. Je les remercie pour leur collaboration.

Je remercie aussi toute l'équipe des opérateurs des calculatrices du CERN et particulièrement Messieurs : G. Auffret, J.C. Bourrigault, J.C. Ceccato, R. Ceccato, G. Coianiz, J. Deller, M. Franceschi, L. Gourdiole, F. Jeanmairat, H. Klein, R. Marcon, R. Milan, J.L. Penaud, B. Petiot, M. Petiot et L. Williams.

Je remercie enfin les personnes qui ont participé à la réalisation matérielle de cette thèse : Madame C. Magnin et Monsieur M. Bellettieri ont dessiné avec talent les figures tandis que Mademoiselle M. Genevey assurait avec patience et maîtrise la frappe et la mise en page.

Pour terminer je voudrais remercier Madame S. Muratori qui, toujours très gentiment et efficacement, m'a aidé à résoudre les inévitables problèmes administratifs.

Appendice A

Décomposition de l'état final $K\bar{K}\pi\pi$

dans l'espace de spin isotopique.

Soit à décomposer l'état final $K\bar{K}\pi\pi$ dans un espace de spin isotopique suivant une base définie par I_{pp}^- , $I_{K\bar{K}}^-$, et $I_{\pi\pi}$ tel que $I_{pp}^- = I_{K\bar{K}}^- + I_{\pi\pi}$.

Utilisant une table des coefficients de Clebsh-Gordan nous obtenons aisément les fonctions d'état invariantes sous G (parité isotopique) :

$$\chi \begin{matrix} \epsilon I_{pp}^- \\ I_{K\bar{K}}^-, I_{\pi\pi} \end{matrix}$$

où $\epsilon = +1$ dans l'état 1S_0 et $\epsilon = -1$ dans l'état 3S_1 .

$$\begin{aligned} \chi_{00}^{\epsilon 0} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (K^+ K^- \pi^+ \pi^- - K^+ K^- \pi^0 \pi^0 + K^+ K^- \pi^- \pi^+ - K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- + K^0 \bar{K}^0 \pi^0 \pi^0 - K^0 \bar{K}^0 \pi^- \pi^+) \\ &+ \frac{\epsilon}{2\sqrt{3}} (\text{conjugués de charge}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi_{11}^{\epsilon 0} &= \frac{1}{2\sqrt{6}} (\sqrt{2} K^+ \bar{K}^0 \pi^0 \pi^- - \sqrt{2} K^+ \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 - K^+ K^- \pi^+ \pi^- + K^+ K^- \pi^- \pi^+ - K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- + K^0 \bar{K}^0 \pi^- \pi^+ \\ &+ \sqrt{2} K^0 \bar{K}^- \pi^+ \pi^0 - \sqrt{2} K^0 \bar{K}^- \pi^0 \pi^+) \\ &+ \frac{\epsilon}{2\sqrt{6}} (\text{conjugués de charge}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi_{01}^{\epsilon 1} &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (K^+ K^- \pi^+ \pi^- - K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- - K^+ K^- \pi^- \pi^+ + K^0 \bar{K}^0 \pi^- \pi^+) \\ &+ \frac{\epsilon}{2\sqrt{2}} (\text{conjugués de charge}) \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi_{10}^{\varepsilon 1} &= \frac{1}{2\sqrt{3}} (K^+ K^- \pi^+ \pi^- + K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- - K^+ K^- \pi^0 \pi^0 - K^0 \bar{K}^0 \pi^0 \pi^0 + K^+ K^- \pi^- \pi^+ + K^0 \bar{K}^0 \pi^- \pi^+) \\ &+ \frac{\varepsilon}{2\sqrt{3}} \text{ (conjugués de charge)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi_{11}^{\varepsilon 1} &= \frac{1}{2\sqrt{2}} (K^+ \bar{K}^0 \pi^0 \pi^- - K^+ \bar{K}^0 \pi^- \pi^0 - K^0 K^- \pi^+ \pi^0 + K^0 K^- \pi^0 \pi^+) \\ &+ \frac{\varepsilon}{2\sqrt{2}} \text{ (conjugués de charge)} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \chi_{12}^{\varepsilon 1} &= \frac{1}{2\sqrt{30}} (3 K^0 K^- \pi^+ \pi^0 + 3 K^0 K^- \pi^0 \pi^+ - \sqrt{2} K^+ K^- \pi^+ \pi^- - \sqrt{2} K^0 \bar{K}^0 \pi^+ \pi^- - \sqrt{8} K^+ K^- \pi^0 \pi^0 \\ &- \sqrt{8} K^0 \bar{K}^0 \pi^0 \pi^0 - \sqrt{2} K^+ K^- \pi^- \pi^+ - \sqrt{2} K^0 \bar{K}^0 \pi^- \pi^+ + 3 K^+ \bar{K}^0 \pi^0 \pi^- + 3 K^+ \bar{K}^0 \pi^- \pi^0) \\ &+ \frac{\varepsilon}{2\sqrt{30}} \text{ (conjugués de charge)} \end{aligned}$$

Pour passer des états avec K^0 et $\bar{K}^0$ aux expressions des R_i ($i = 1, 6$) faisant intervenir les K_1^0 et les K_2^0 (chap. IV - par. 3) nous avons utilisé les définitions suivantes :

$$K_1^0 = \frac{K^0 + \bar{K}^0}{\sqrt{2}} \qquad K_2^0 = \frac{K^0 - \bar{K}^0}{\sqrt{2}}$$

Nous avons de plus introduit, dans les expressions des R_i ($i = 1, 6$), les facteurs de visibilité des K_1^0 (voir tableau I - 1 du chapitre I).

Appendice B

Dépendance angulaire des amplitudes partielles de transition

Formalisme de Zemach

Nous ne ferons, dans cet appendice, que préciser nos notations et notre métrique avant de donner explicitement les expressions des amplitudes de transition. Le lecteur trouvera un cadre théorique plus complet ainsi que la justification du formalisme de Zemach dans la référence IV - 7.

Nous utiliserons l'extension relativiste de ce formalisme qui permet d'utiliser les quadrivecteurs impulsion-énergie définis dans le centre de masse de la réaction.

a) Définition de la métrique

Nous utilisons une métrique pseudo-euclidienne définie par le tenseur fondamental $g_{\mu\nu}$ de l'espace vectoriel E_4 :

$$(g_{\mu\nu}) = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix} = (g^{\mu\nu})$$

Remarquons que $g^\mu_\nu = g^{\mu\sigma} g_{\sigma\nu} = \delta^\mu_\nu$: symbole de Kronecker

La métrique choisie permet de définir le quadrivecteur énergie-impulsion :

$$P_\mu = \begin{pmatrix} p_0 \\ p_1 \\ p_2 \\ p_3 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} E \\ p_x \\ p_y \\ p_z \end{pmatrix}$$

b) Convention d'indices

Les indices grecs prennent les valeurs 0, 1, 2, 3

Les indices latins prennent les valeurs 1, 2, 3 .

c) Convention de sommation d'Einstein

Soient deux quadrvecteurs p et q :

$$\sum_{\mu=0}^3 p^{\mu} q_{\mu} \equiv p^{\mu} q_{\mu}$$

d) Covariance et contravariance

Soit une base arbitraire $\vec{e}_{\mu}$ dans l'espace E_4 .

Un quadrvecteur quelconque $p \in E_4$ possède :

- 4 composantes contravariantes définies par $p = p^{\mu} \vec{e}_{\mu}$
- 4 composantes covariantes définies par $p_{\mu} = p \cdot \vec{e}_{\mu}$ où
($x \cdot y$) est le produit scalaire défini dans E_4 .

$$p_{\mu} = g_{\mu\nu} p^{\nu} \qquad p^{\mu} = g^{\mu\nu} p_{\nu} = g^{\mu\nu} p_{\nu}$$

$$p \cdot q = g_{\mu\nu} p^{\mu} q^{\nu} = p_{\mu} q^{\mu} = g^{\mu\nu} p_{\mu} q_{\nu}$$

e) Tenseur de Levi-Civita

C'est un tenseur ϵ d'ordre 4, défini dans l'espace E_4 , complètement antisymétrique et de composantes $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$:

Propriétés :

- $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma}$ est nulle si deux indices quelconques sont égaux
- $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} = +1$ si ($\mu\nu\rho\sigma$) est une permutation paire de (0123)
- $\epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} = -1$ si ($\mu\nu\rho\sigma$) est une permutation impaire de (0123).

f) Relation de transversalité

Soient deux particules sans spin a et b de quadrivecteurs énergie-impulsion p_a et p_b ($p_a^\mu p_{a\mu} = m_a^2$ et $p_b^\mu p_{b\mu} = m_b^2$)

$$\begin{aligned} \text{Posons} \quad P &= p_a - p_b \\ P &= p_a + p_b \end{aligned}$$

Soit J le spin du système (a, b) . Ce spin J est représenté par un tenseur $T^J(p, P)$ de rang J , qui obéit à la relation de transversalité :

$$P \cdot T^J(p, P) = 0$$

$$- \text{Cas } J = 0 : T^J(p, P) = 1$$

$$- \text{Cas } J = 1 : T_\mu^J(p, P) \equiv \bar{p}_\mu = p_\mu - \frac{p^\nu p_\nu}{p^2} p_\mu$$

$$- \text{Cas } J = 2 : T_{\mu\nu}^J(p, P) = \bar{p}_\mu \bar{p}_\nu - \frac{1}{3} \left[g_{\mu\nu} - \frac{p_\mu p_\nu}{p^2} \right] (\bar{p}^\lambda \bar{p}_\lambda)$$

Dans ces expressions $p^2 = p^\lambda p_\lambda = M_{ab}^2$ (carré de la masse effective ab).

On vérifie aisément que

$$T_\mu p^\mu = 0 \quad \text{et} \quad T_{\mu\nu} p^\nu = 0 = T_{\mu\nu} p^\mu$$

Remarquons que $T_{\mu\nu}$ est un tenseur symétrique et sans trace. Le tenseur $T^J(p, P)$ représente le spin J du système (a, b) vu du référentiel (a, b) .

Dans ce référentiel on a

$$\begin{cases} P_0 = M_{12} \\ \vec{P} = 0 \end{cases} \quad \begin{cases} \bar{p}_0 = 0 \\ \vec{\bar{p}} = 2 \times \vec{p}_{ab}^* \end{cases}$$

La relation de transversalité définie précédemment doit être encore vérifiée par le tenseur $T'^J(p, P, X)$ représentant le spin J du système (a, b) spin vu d'un référentiel autre que le référentiel (a, b) et caractérisé par un quadrivecteur énergie-impulsion X :

Soit par exemple un système de trois particules a, b, c ;

Posons $X = p_a + p_b + p_c$; dans le centre de masse des trois particules $X_0 = M_{abc}$
 $\vec{X} = 0$

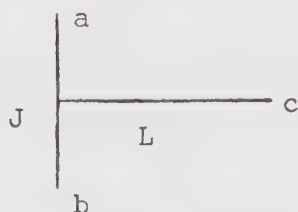
La relation de transversalité $X \cdot T'^J(p, P, X) = 0$ impose la forme explicite du tenseur $T'^J(p, P, X)$:

$$\begin{aligned} \text{si } J = 1 & : T'^J_{\mu} = \bar{p}_{\mu} - \frac{\bar{p}^{\nu} X_{\nu}}{X^2} X_{\mu} \\ \text{si } J = 2 & : T'^J_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} - \frac{X_{\mu} T_{\lambda\nu} X^{\lambda}}{X^2} - \frac{X_{\nu} T_{\mu\lambda} X^{\lambda}}{X^2} + \frac{X_{\mu} X_{\nu} T_{\lambda\sigma} X^{\lambda} X^{\sigma}}{X^4} \end{aligned}$$

Remarquons qu'imposer la relation de transversalité revient à imposer au tenseur $T^J(p, P)$ d'avoir sa composante de temps égale à 0 dans le référentiel (a, b) .

g) Principe de couplage

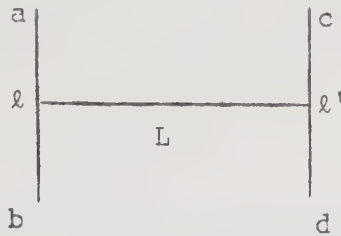
Considérons le schéma de couplage suivant :



où les trois particules a, b et c sont sans spin. Le moment angulaire du système (a, b) vu d'un référentiel lié au système (abc) et dans lequel L est défini, n'est plus égal à J . Donc, si l'on choisi de coupler les moments angulaires J et L dans le référentiel (abc) il faut non pas coupler les tenseurs T^J et T^L mais coupler les tenseurs T'^J et T'^L .

h) Calcul des amplitudes A_i ($i = 1, 7$)

Soit le schéma de couplage suivant :



Soit p_a , p_b , p_c , p_d les quadrivecteurs énergie-impulsion des quatre particules sans spin, définis dans le centre de masse (abcd).

Posons : $\begin{cases} p = p_a - p_b \\ P = p_a + p_b \end{cases} \quad \begin{cases} q = p_c - p_d \\ Q = p_c + p_d \end{cases} \quad \begin{cases} r = P - Q \\ X = P + Q \end{cases}$

$$\begin{cases} \bar{p} = p - \frac{p^\lambda p_\lambda}{P^2} & P = p - \frac{m_a^2 - m_b^2}{M_{ab}^2} P \\ \bar{q} = q - \frac{q^\lambda q_\lambda}{Q^2} & Q = q - \frac{m_c^2 - m_d^2}{M_{cd}^2} Q \\ \bar{r} = r - \frac{r^\lambda X_\lambda}{X^2} & X = r - \frac{M_{ab}^2 - M_{cd}^2}{E^2} X \end{cases}$$

Dans ces expressions les m sont les masses au repos des particules, les M sont les masses effectives, et E représente l'énergie totale du système (abcd) égale dans notre cas particulier à deux fois la masse au repos du proton.

Dans le centre de masse (a, b) : $P = (M_{ab}, \vec{0})$ et $\bar{p} = (0, \vec{p}_{ab}^*)$

Dans le centre de masse (c, d) : $Q = (M_{cd}, \vec{0})$ et $\bar{q} = (0, \vec{p}_{cd}^*)$

Dans le centre de masse total : $X = (E, \vec{0})$ et $\bar{r} = (0, \vec{p}_{ab,cd}^*)$

- Couplage ℓ, L, ℓ' pour obtenir 0^- avec $\ell = L = \ell' = 1$

On couple ℓ et ℓ' dans le centre de masse (a, b) où ℓ est défini puis on couple le vecteur obtenu avec L dans le centre de masse total où L est défini :

$$\Lambda = \frac{1}{E} \epsilon^{\mu\nu\rho\sigma} \left[\theta_{\nu\rho} - \frac{x_\nu \theta_{\lambda\rho} x^\lambda}{x^2} - \frac{x_\rho \theta_{\nu\lambda} x^\lambda}{x^2} + \frac{x_\nu x_\rho \theta_{\lambda\tau} x^\lambda x^\tau}{x^4} \right] \bar{r}_\mu x_\sigma$$

où

$$\theta_{\mu\nu} = \bar{p}_\mu \left(\bar{q}_\nu - \frac{\bar{q}^\lambda p_\lambda}{p^2} p_\nu \right)$$

Tous les calculs faits, on obtient dans le centre de masse total :

$$\Lambda = \epsilon^{ijk} \vec{r}_i \vec{p}_j \vec{q}_k \rightarrow \Lambda = (\vec{r} \times \vec{p}) \cdot \vec{q} \text{ ou}$$

encore $\Lambda = (\vec{p}_a \times \vec{p}_b) \cdot \vec{p}_c$ au signe près.

Amplitude A_1 : $\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K} \pi$ dans 1S_0

$$A_1 = (\vec{p}_a \times \vec{p}_b) \cdot \vec{p}_c \left[BW_{ab} + BW_{cd} - BW_{bc} - BW_{ad} \right]$$

où

$$BW_{ij} = \frac{1}{M_{ij}^2 - M_0^2 + i M_0 \Gamma}$$

Amplitude A_2 : $\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K}^*$ dans 1S_0

$$A_2 = (\vec{p}_a \times \vec{p}_b) \cdot \vec{p}_c \left[BW_{ab} BW_{cd} - BW_{bc} BW_{ad} \right]$$

Dans les amplitudes A_1 et A_2 nous avons la correspondance :

$$a \leftrightarrow K_1^0 \quad b \leftrightarrow \pi^+ \quad c \leftrightarrow K_1^0 \quad d \leftrightarrow \pi^-$$

- Couplage ℓ, L, ℓ' pour obtenir 1^- avec $\ell = L = 0$ et $\ell' = 1$

$$\Lambda = \vec{q} - \frac{\vec{q}^\lambda X_\lambda}{E^2} \quad X \rightarrow \text{dans le centre de masse total}$$

$$\vec{\Lambda} = \vec{q}$$

Amplitude A_3 : $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\rho$ dans 3S_1

$$A_3 = (\vec{p}_c - \vec{p}_d) BW_{cd} \quad \text{avec la correspondance}$$

$$c \leftrightarrow \pi^+ \quad \text{et} \quad d \leftrightarrow \pi^-$$

Amplitude A_5 : $\bar{p}p \rightarrow K^*\bar{K}\pi$ dans 3S_1

$$A_5 = \vec{q}_{ab} BW_{ab} + \vec{q}_{cb} BW_{cb} - \vec{q}_{ad} BW_{ad} - \vec{q}_{cd} BW_{cd}$$

$$\text{où } \vec{q}_{ij} = \vec{p}_i - \vec{p}_j - \frac{m_i^2 - m_j^2}{M_{ij}^2} (\vec{p}_i + \vec{p}_j)$$

Nous avons ici la correspondance :

$$a \leftrightarrow K_1^0 \quad b \leftrightarrow \pi^+ \quad c \leftrightarrow K_1^0 \quad d \leftrightarrow \pi^-$$

- Couplage ℓ, L, ℓ' pour obtenir 1^- avec $\ell = \ell' = 0$ et $L = 1$

$\Lambda = \vec{r} \rightarrow$ dans le centre de masse total on obtient

$$\vec{\Lambda} = (\vec{p}_a + \vec{p}_b) - (\vec{p}_c + \vec{p}_d)$$

Amplitude A_4 : $\bar{p}p \rightarrow (K\pi)_{\text{onde } s} (\bar{K})_{\text{onde } s}$ dans 3S_1

$A_4 = (\vec{p}_b - \vec{p}_d)$ après symétrisation dans l'échange des K et anti-symétrisation dans l'échange des π .

$$\text{Correspondance : } b \leftrightarrow \pi^+ \quad d \leftrightarrow \pi^-$$

- Couplage ℓ, L, ℓ' pour obtenir 1^- avec $\ell = L = \ell' = 1$

* Couplage intermédiaire (ℓ, ℓ') donnant un moment angulaire 0 :

$\Lambda = (\vec{p}^\lambda \vec{q}_\lambda) \vec{r} \rightarrow$ dans le centre de masse total et à un facteur 2 près :

$$\vec{\Lambda} = (\vec{p}^\lambda \vec{q}_\lambda) (\vec{p}_a + \vec{p}_b)$$

Amplitude A_6 : $\bar{p}p \rightarrow K^{*-} K^+(0)$ dans 3S_1

$$A_6 = \vec{p}_{ab} \cdot \vec{q}_{cd} (\vec{p}_a + \vec{p}_b) BW_{ab} BW_{cd} + \vec{p}_{cb} \cdot \vec{q}_{ad} (\vec{p}_c + \vec{p}_b) BW_{cb} BW_{ad}$$

avec la correspondance :

$$a \leftrightarrow K_1^0 \quad b \leftrightarrow \pi^+ \quad c \leftrightarrow K_1^0 \quad d \leftrightarrow \pi^-$$

* Couplage intermédiaire (ℓ, ℓ') donnant un moment angulaire 2 :

on couple ℓ et ℓ' pour donner un spin 2 dans le centre de masse total :

$$T'_{\mu\nu} = T_{\mu\nu} - \frac{X_\mu T_{\lambda\nu} X^\lambda}{X^2} - \frac{X_\nu T_{\mu\lambda} X^\lambda}{X^2} + \frac{X_\mu X_\nu T_{\lambda\sigma} X^\lambda X^\sigma}{X^4}$$

avec

$$T_{\mu\nu} = \frac{1}{2} (\vec{p}_\mu \vec{q}_\nu + \vec{p}_\nu \vec{q}_\mu) - \frac{1}{3} \left(g_{\mu\nu} - \frac{X_\mu X_\nu}{X^2} \right) (\vec{p}^\lambda \cdot \vec{q}_\lambda)$$

Puis on couple ce spin 2 avec L pour obtenir 1^- :

$$\Lambda_\mu = T'_{\mu\nu} \vec{r}^\nu$$

Dans le centre de masse total on obtient :

$$\vec{\Lambda} = \frac{1}{2} [(\vec{q} \cdot \vec{r}) \vec{p} + (\vec{p} \cdot \vec{r}) \vec{q}] + \frac{1}{3} (\vec{p} \cdot \vec{q}) \vec{r}$$

au signe - près.

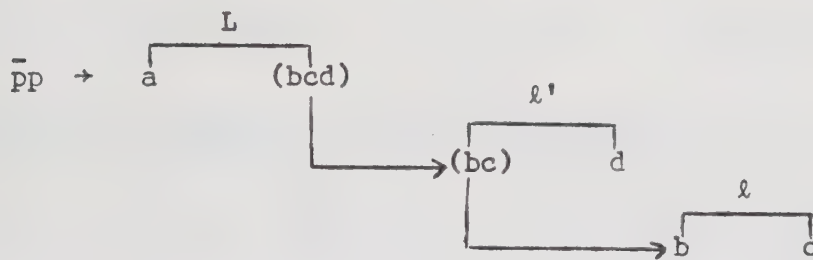
Amplitude A_7 : $\bar{p}p \rightarrow K^* \bar{K}^* (2)$ dans 3S_1

$$A_7 = BW_{ab} BW_{cd} \left\{ [(\vec{p}_a + \vec{p}_b) \cdot \vec{q}_{cd}] \vec{p}_{ab} + [(\vec{p}_a + \vec{p}_b) \cdot \vec{p}_{ab}] \vec{q}_{cd} + \frac{2}{3} \vec{p}_{ab} \cdot \vec{q}_{cd} (\vec{p}_a + \vec{p}_b) \right\} \\ + \text{terme analogue où l'on permute } a \text{ et } c$$

On emploie ici la même correspondance que celle définie pour l'amplitude A_6 .

i) Calcul des amplitudes A_i ($i = 8, 10$) pour $J^P(C) = 1^+$

Soit encore quatre particules sans spin a, b, c et d couplées selon le schéma :



Soit p_a, p_b, p_c et p_d les quadrivecteurs énergie-impulsion définis dans le centre de masse $\bar{p}p$.

Posons :

$$\begin{cases} p = p_b - p_c \\ P = p_b + p_c \end{cases} \quad \begin{cases} q = p_d - p \\ Q = p_d + p \end{cases} \quad \begin{cases} r = p_a - q \\ X = p_a + q \end{cases}$$

Définissons alors :

$$\left\{ \begin{array}{l} \bar{p} = p - \frac{p^\lambda p_\lambda}{p^2} p = p - \frac{m_b^2 - m_c^2}{M_{bc}^2} p \\ \bar{q} = q - \frac{q^\lambda q_\lambda}{q^2} q = q - \frac{m_d^2 - M_{bcd}^2}{M_{bcd}^2} q \\ \bar{r} = r - \frac{r^\lambda x_\lambda}{x^2} x = r - \frac{m_a^2 - M_{bcd}^2}{E^2} x \end{array} \right.$$

Dans le centre de masse bc : $P = (M_{bc}, \vec{0})$ $\bar{p} = (0, \vec{p}_{bc}^*)$

Dans le centre de masse bcd : $Q = (M_{bcd}, \vec{0})$ $\bar{q} = (0, \vec{p}_{d,bc}^*)$

Dans le centre de masse total : $X = (E, \vec{0})$ $\bar{r} = (0, \vec{p}_{a,bcd}^*)$

- Couplages (ℓ, ℓ') pour donner $J = 1^+$, puis (J, L) pour donner 1^-

$\alpha)$ On suppose $\ell = 1$, $\ell' = 0$ et $L = 0$

Le couplage (ℓ, ℓ') dans le centre de masse (bcd) où ℓ' est défini donne

$V = \bar{p} - \frac{\bar{p}^\lambda q_\lambda}{q^2} q$, puis le couplage (J, L) dans le centre de masse total où L est défini donne :

$$\Lambda = V - \frac{V^\lambda x_\lambda}{x^2} x \quad \text{qui se réduit à}$$

$$\vec{\Lambda} = \vec{V} = \vec{\bar{p}} - \frac{\bar{p}^\lambda q_\lambda}{q^2} \vec{q}$$

Posons $\theta_{bcd} = \frac{\bar{p}_{bc}^\lambda q_\lambda}{q^2}$

Amplitude A_8 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} C$ avec $J^P(C) = 1^+$
 $\downarrow K^* \pi$

$$A_8(1^+) = BW_{bcd} \left\{ BW_{bc} [\vec{p}_{bc} + \theta_{bcd} \vec{p}_a] - BW_{bd} [\vec{p}_{bd} + \theta_{bdc} \vec{p}_a] \right\}$$

+ terme analogue où l'on remplace b par a

correspondance : $a \leftrightarrow K_1^0$ $b \leftrightarrow K_1^0$ $c \leftrightarrow \pi^+$ $d \leftrightarrow \pi^-$

Amplitude A_9 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} C$ avec $J^P(C) = 1^+$
 $\downarrow K\rho$

$$A_9(1^+) = BW_{bc} \left\{ BW_{bcd} [\vec{p}_{bc} + \theta_{bcd} \vec{p}_a] + BW_{bca} [\vec{p}_{bc} + \theta_{bca} \vec{p}_d] \right\}$$

avec la correspondance : $a \leftrightarrow K_1^0$ $b \leftrightarrow \pi^+$ $c \leftrightarrow \pi^-$ $d \leftrightarrow K_1^0$

8) On suppose $\ell' = 1$ et $\ell = L = 0$

$$\Lambda = \vec{q} - \frac{\vec{q}^\lambda x_\lambda}{x^2} \quad x \rightarrow \vec{\Lambda} = \vec{q} \quad \text{dans le centre de masse total}$$

Amplitude A_{10} : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} C$ avec $J^P(C) = 1^+$
 $\downarrow (K\pi)_{\text{onde s}} \pi$

$$A_{10}(1^+) = BW_{bcd} [\vec{q}_{dbc} - \vec{q}_{cbd}] + BW_{acd} [\vec{q}_{dac} - \vec{q}_{cad}]$$

avec la même correspondance que celle définie pour $A_8(1^+)$.

- Couplage (ℓ, ℓ') pour donner $J^P = 0^-$, puis (J, L) pour donner 1^-

On suppose $\ell = \ell' = L = 1$

Couplons ℓ et ℓ' dans le centre de masse (bcd) où ℓ' est défini :

$$S = \bar{q}^v \left(\bar{p}_v - \frac{\bar{p}^\lambda Q_\lambda}{Q^2} Q_v \right) = \bar{q}^v \bar{p}_v \text{ à cause de la relation de transversalité entre } \bar{q} \text{ et } Q.$$

Le couplage (J, L) dans le centre de masse total où L est défini, donne :

$$\vec{\Lambda} = (\bar{p} \cdot \bar{q}) \vec{r} = (\bar{p} \cdot \bar{q}) \vec{p}_a \text{ à un facteur 2 près.}$$

$$\text{Amplitude } A_8 : \bar{p}p \rightarrow \bar{K} C \quad \text{avec } J^P(C) = 0^-$$

$\downarrow K^* \pi$

$$A_8(0^-) = BW_{bcd} \left[\bar{p}_{bc} \cdot \bar{q}_{dbc} BW_{bc} - \bar{p}_{bd} \cdot \bar{q}_{cbd} BW_{bd} \right] \vec{p}_a$$

+ terme analogue où l'on échange b et a

Correspondance identique à celle définie pour $A_8(1^+)$.

$$\text{Amplitude } A_9 : \bar{p}p \rightarrow \bar{K} C \quad \text{avec } J^P(C) = 0^-$$

$\downarrow K\rho$

$$A_9(0^-) = BW_{bc} \left[(\bar{p}_{bc} \cdot \bar{q}_{dbc}) BW_{dbc} \vec{p}_a + (\bar{p}_{bc} \cdot \bar{q}_{abc}) BW_{abc} \vec{p}_d \right]$$

où la correspondance est identique à celle définie pour $A_9(1^+)$

- Couplages (ℓ, ℓ') pour donner $J^P = 2^-$ puis (J, L) pour donner 1^-

On suppose $\ell = \ell' = L = 1$ ce qui entraîne :

$$\Lambda = \frac{1}{2} \left[(\vec{r} \cdot \vec{p}) \bar{q} + (\vec{r} \cdot \vec{q}) \bar{p} \right] - \frac{1}{3} (\bar{p} \cdot \bar{q}) \vec{r} + \frac{1}{3} \frac{\vec{r} \cdot Q}{Q^2} (\bar{p} \cdot \bar{q}) Q$$

Dans le centre de masse total on a $\vec{r} = 2 \vec{p}_a$ d'où, au signe - près :

$$\vec{\Lambda} = \left[(\vec{p}_a \cdot \vec{p}) \vec{q} + (\vec{p}_a \cdot \vec{q}) \vec{p} \right] + \frac{2}{3} (\vec{p} \cdot \vec{q}) \vec{p}_a + \frac{2}{3} \frac{\vec{p}_a^2}{M_{bcd}^2} (\vec{p} \cdot \vec{q}) \vec{p}_a$$

Amplitude A_8 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} C$ avec $J^P(C) = 2^-$
 $\downarrow K^* \pi$

$$A_8(2^-) = BW_{bcd} \left\{ BW_{bc} \left[(\vec{p}_a \cdot \vec{p}_{bc}) \vec{q}_{dbc} + (\vec{p}_a \cdot \vec{q}_{dbc}) \vec{p}_{bc} + \frac{2}{3} (\vec{p}_{bc} \cdot \vec{q}_{dbc}) \left(1 + \frac{\vec{p}_a^2}{M_{bcd}^2} \right) \vec{p}_a \right] \right. \\ \left. - BW_{bd} \left[(\vec{p}_a \cdot \vec{p}_{bd}) \vec{q}_{cbd} + (\vec{p}_a \cdot \vec{q}_{cbd}) \vec{p}_{bd} + \frac{2}{3} (\vec{p}_{bd} \cdot \vec{q}_{cbd}) \left(1 + \frac{\vec{p}_a^2}{M_{bcd}^2} \right) \vec{p}_a \right] \right\}$$

+ terme analogue où l'on échange a et b

La correspondance est la même que celle définie pour $A_8(1^+)$

Amplitude A_9 : $\bar{p}p \rightarrow \bar{K} C$ avec $J^P(C) = 2^-$
 $\downarrow K\rho$

$$A_9(2^-) = BW_{bcd} \left[BW_{bcd} (\vec{p}_a \cdot \vec{p}_{bc}) \vec{q}_{dbc} + (\vec{p}_a \cdot \vec{q}_{dbc}) \vec{p}_{bc} + \frac{2}{3} (\vec{p}_{bc} \cdot \vec{q}_{dbc}) \left(1 + \frac{\vec{p}_a^2}{M_{bcd}^2} \right) \vec{p}_a \right]$$

+ terme analogue où l'on échange a et d

Même correspondance que pour $A_9(1^+)$.

Dans toutes ces expressions, nous avons posé :

$$\vec{p}_{ij} = p_i - p_j - \frac{m_i^2 - m_j^2}{M_{ij}^2} (p_i + p_j)$$

$$\vec{q}_{ijk} = p_i - (p_j + p_k) - \frac{m_i^2 - M_{ij}^2}{M_{ijk}^2} (p_i + p_j + p_k)$$

où : * les M^2 sont les carrés des masses effectives,

* $\vec{p}_i + \vec{p}_j + \vec{p}_k = -\vec{p}_\ell$ dans le centre de masse total.

BIBLIOGRAPHIE

INTRODUCTION

- (0 - 1) - Voir les références citées dans le chapitre VIII
- (0 - 2) - M. Della Negra
Thèse de Doctorat ès Sciences. Université de Paris (1967)
B. Conforto et al.
Experimental results on the ($K\bar{K}$) and ($K\pi$) systems as
observed in the annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi$ at rest.
Nuclear Physics B3 (1967) p. 469
- (0 - 3) - J. Cohen Ganouna
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1965).
- (0 - 4) - M. Baubillier
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1967).
P. Baillon et al.
Further study of the E-meson in antiproton-proton annihilations
at rest.
Nuovo Cimento 50 (1967) p. 393
- (0 - 5) - P. Baillon
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1965)
R. Armenteros et al.
Physics Letters 9 (1964) p. 207
R. Armenteros et al.
Proceedings of the 12th Conférence on High Energy Physics,
Dubna (1964) p. 557
N. Barash et al.
Proceedings of the 12th Conference on High Energy Physics,
Dubna (1964)

- (O - 6) - Bippin, R. Desai
Proton antiproton annihilation in protonium
Phys. Rev. 119 (1960) p. 1385

B. d'Espagnat
A proposed experimental test of the Day, Snow and Sucher
argument based on antiproton annihilation into kaons.
Nuovo Cimento 20 (1961) p. 1217
- (O - 7) - R. Armenteros et al.
Proceedings of the Geneva International Conference on
high energy physics (1962) p. 90
- (O - 8) - P. Baillon
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1965)
p. 48
- (O - 9) - P. Rivet
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1964)
p. 94

CHAPITRE I

- (I - 1) - E. Regenstreif
Synchrotron à protons du CERN - (CERN 58-6 et CERN 65-2)
- (I - 2) - B. Aubert
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1963)
- (I - 3) - J. Duboc et al. CERN report (65-2)
- (I - 4) - P. Rivet
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1964)
p. 59
- (I - 5) - P. Baillon
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1965)
p. 29

- (I - 6) - P. Rivet
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1964)
p. 61
- (I - 7) - I. Labrousse
Thèse de 3ème cycle - Université de Paris (1968)
- (I - 8) - M. Della Negra
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1967)
- (I - 9) - Notice technique d'utilisation SOM Paris
- (I - 10) - Moorhead
THRESH - CERN report (60-33)
- (I - 11) - R. Böck
GRIND - CERN reports (60-30, 61-29, 62-10)
- (I - 12) - E. Pagiola
SLICE - CERN Program Library (Track Chamber)

CHAPITRE II

- (II - 1) - P. Baillon
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1965)
p. 54
- (II - 2) - B. Conforto et al.
Experimental results on the $(K\bar{K})$ and $(K\pi)$ systems as
observed in the annihilations $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi$ at rest.
Nuclear Physics B3 (1967) p. 469
- (II - 3) - P. Baillon
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1965)
- (II - 4) - M. Benot
Contribution à la mise au point d'un dispositif de mesures
automatiques de clichés de chambres à traces.
CERN - DD/DEV/62-9

CHAPITRE III

- (III - 1) - M. Aguilar-Benitez et al.
Proceedings of the 14th International Conference on High
Energy Physics - Vienna (1968)
- (III - 2) - J. Barlow et al.
Experimental results on $\bar{p}p$ annihilations at 1.2 GeV/c
with production of at least one K_1^0 meson
Nuovo Cimento 50 A (1967) p. 701
- (III - 3) - M. Aguilar-Benitez et al.
Proceedings of the 14th International Conference on High
Energy Physics - Vienna (1968) Paper 760
- (III - 4) - Voir les références citées dans le chapitre VIII

CHAPITRE IV

- (IV - 1) - R. Armenteros et al.
Proceedings of the International Conference on High Energy
Physics at CERN - Genève (1962) p. 351
- C. Baltay et al.
Phys. Rev. Letters 15 (1965) p. 532
- J. Vandermeulen
On the annihilation of the protonium
Ecole internationale de la physique des particules élémentaire
Herceg-Novi (1966)
- (IV - 2) - Capture π^-
T.H. Fields et al.
Phys. Rev. Letters 5 (1960) p. 69
- J.H. Doede et al.
Phys. Review 129 (1963) p. 2808
- E. Bierman et al.
Phys. Letters 4 (1963) p. 351

- Capture K^-

R. Knop et al.

Phys. Rev. Letters 14 (1965) p. 767

M. Cresti et al.

Phys. Rev. Letters 14 (1965) p. 847

- Capture Σ^-

R.A. Burnstein et al.

Phys. Rev. Letters 15 (1965) p. 639

(IV - 3) - U. Nguyen-Khac et J. Six

Application des principes d'invariance en physique des
particules élémentaires.

Ecole internationale de la physique des particules élémentaires.
Herceg-Novi (1965)

(IV- 4) - G. Labrosse

Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1969)
p. 43

(IV - 5) - M. Della Negra

Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1967)
p. 13

(IV - 6) - J. Gillespic

Final state interactions p. 94
Holden Day, Inc. San Francisco (1964)

(IV - 7) - C. Zemach

Three pions decays of unstable particles
Phys. Review 133 (1964) p. B 1201

C. Zemach

Use of angular momentum tensors
Phys. Review 140 (1965) p. B 97

C. Zemach

Determination of the spins and parities of resonances

Phys. Review 140 (1965) p. B 109

B. Baillon

Utilisation du calcul tensoriel pour analyser les réactions
entre particules élémentaires

Ecole internationale de la physique des particules élémentaires

Herceg-Novi (1968)

(IV - 8) - M. Della Negra

Thèse Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1967)

G. Labrosse

Thèse Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1969)

Ph. Gavillet

Thèse Doctorat 3ème cycle - Université de Grenoble (1968)

(IV - 9) - M. Della Negra

Thèse Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1967)

p. 30

G. Labrosse

Thèse Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1969)

p. 45

(IV - 10) - R.H. Dalitz

Strange Particles and Strong Interactions p. 59

Oxford University Press (1962)

CHAPITRE V

(V - 1) - J. Orear

Notes on statistics for physicists

UCRL - 8417

- (V - 2) - Le programme de compression des données a été conçu,
écrit et réalisé par J. Zoll

- (V - 3) - Programme "Minuit" modifié
CERN Program Library (D-506)

- (V - 4) - H.H. Rosenbrock
An automatic method for finding the greatest or least value
of a function.
Computer Journal 3 (1960) p. 175

- (V - 5) - W.L. Davidon
Computer Journal 10 (1968) p. 406

- (V - 6) - A. Wald
Tests of statistical hypotheses concerning several parameters
when the number of parameters is large.
Trans. Amer. Math. Society 54 (1943) p. 426

C. Fourgeaud et A. Fuchs
Statistique - Dunod Editeur (1967) p. 289

- (V - 7) - D.R. Cox
Test of separate families of hypotheses.
Fourth Berkeley symposium on mathematical statistics and
probability (Vol. I) p. 105 - University of California
Press (1961)

CHAPITRE VII

- (VII - 1) - G. Labrosse
Thèse de Doctorat ès Sciences - Université de Paris (1969)
p. 97

- (VII - 2) - J. Diaz
Communication Privée

- (VII - 3) - Voir les références citées dans le chapitre VIII.

CHAPITRE VIII

- (VIII - 1) - M. Aguilar-Benitez
Communication Privée
- (VIII - 2) - Réf. III - 2
- (VIII - 3) - L. Peruzzo
Communication Privée
- (VIII - 4) - P.J. Dornan et al.
Kinematic interpretation of the low-mass $K\pi\pi$ enhancement
in $K\rho\pi\pi$ final states.
Phys. Rev. Letters 19 (1967) p. 271
- (VIII - 5) - R.T. Deck
Phys. Rev. Letters 13 (1964) p. 169
- (VIII - 6) - G. Goldhaber
Interference phenomena associated with boson resonance
production.
Phys. Rev. Letters 19 (1967) p. 976
- (VIII - 7) - R.H. Dalitz
Proceedings of the 13th International Conference on High
Energy Physics - Berkeley (1966) p. 215
- (VIII - 8) - W. de Baere et al.
 $K\pi\pi$ Systems in four-body final states produced in hydrogen
by 3 , 3.5 , and 5 GeV/c K^+ mesons.
Nuovo Cimento 49 (1967) p. 373
- (VIII - 9) - G. Bassompierre et al.
Evidence for three $K\pi\pi$ resonant states below 1.4 GeV/c
in K^+p reactions at 5 GeV/c.
Phys. Letters 26 B (1967) p. 30

- (VIII - 10) - M. Ross and Y.Y. Yam
Phys. Rev. Letters 19 (1967) p. 546
- (VIII - 11) - B.C. Shen et al.
Evidence for a $K^*(1320)$ resonance
Phys. Rev. Letters 17 (1966) p. 726
- (VIII - 12) - F. Bomse et al.
Analysis of the $K^*(1300)$ system produced in 5.5 GeV/c
 K^+p interactions
Phys. Rev. Letters 20 (1968) p. 1519
- (VIII - 13) - M. Gell-Mann
Phys. Review 125 (1962) p. 1067
- (VIII - 14) - J.C. Park et al.
Generalized Deck effect and $\bar{K}^*(1300)$ production in
 $K^-p \rightarrow K^-\pi^+\pi^-p$ at 5.5 GeV/c
Phys. Rev. Letters 20 (1968) p. 171
- (VIII - 15) - C.Y. Chien et al.
Spin and parity of the $T = 1/2$ $K\pi\pi$ system near 1.3 GeV
Phys. Letters 28 B (1968) p. 143
- (VIII - 16) - G. Goldhaber et al.
Evidence for $K^*(1250)$ resonance production in K^+p
interactions at 9 BeV/c
Phys. Rev. Letters 19 (1967) p. 972
- (VIII - 17) - J. Bartsch et al.
Analysis of the $K^*(1320)$ and L-Meson produced in
10 GeV/c K^-p interactions
Nuclear Physics B 8 (1968) p. 9
- (VIII - 18) - J. Berlinghieri et al.
Production of $K\pi\pi$ resonances at high energy
Phys. Rev. Letters 18 (1967) p. 1087

- (VIII - 19) - D. Denegri et al.
Coherent production of the Q and L mesons off
deuterium
Phys. Rev. Letters 20 (1968) p. 1194
- (VIII - 20) - D.J. Crennel et al.
Evidence for the $K^*(1300)$ in $\pi^- p$ interactions at
6 GeV/c
Phys. Rev. Letters 19 (1967) p. 44
- (VIII - 21) - G.E. Chew and A. Pignotti
Dolen - Horn - Schmid duality and the Deck effect
Phys. Rev. Letters 20 (1968) p. 1073
- (VIII - 22) - R. Dolen, D. Horn and C. Schmid
Phys. Review 166 (1968) p. 1768
- (VIII - 23) - B.R. French et al.
Nuovo Cimento 52 A (1967) p. 438

TABLE DES FIGURES

CHAPITRE II

- (II - 1) - Distribution du carré de la masse manquante pour les 3780 événements du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ (2)
- (II - 2) - Distributions $|\sin \lambda_{\pi^\mp}|$ et $|\sin \lambda_{K^\pm}|$ pour les 162 événements de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0$ (2) tel que le carré de la masse manquante satisfasse la condition :

$$MM^2 < -0,05 \text{ GeV}^2 \quad \text{ou} \quad MM^2 > 0,09 \text{ GeV}^2$$

- (II - 3) - Distribution du carré de la masse manquante pour les 2853 événements du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K^0) \pi^+ \pi^-$ (3a)

CHAPITRE III

- (III - 1) - a1, a2, a3, a4 : distributions du carré de la masse effective ($K\bar{K}$) dans les réactions (1), (2), (3) et (6)
- b1, b2, b3, b4 : distributions du carré de la masse effective ($\pi\pi$) dans les réactions (1), (2), (3) et (6)
- c1, c2, c3, c4 : distributions du carré de la masse effective ($K\pi$) dans les réactions (1), (2), (3) et (6)

Dans ces douze distributions, les courbes représentent les prédictions du modèle d'espace des phases.

- (III - 2) - Distributions du carré de la masse effective ($K\bar{K}\pi$) dans les réactions :

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \quad (1) \quad \text{Figure a}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^\pm \pi^\mp \pi^0 \quad (2) \quad \text{Figure b}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- \quad (3) \quad \text{Figure c}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^- \quad (6) \quad \text{Figure d}$$

Les courbes représentent les prédictions du modèle d'espace des phases.

(III - 3) - Distributions du carré de la masse effective ($K\pi\pi$) dans les réactions :

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^- \quad (1) \quad \text{Figure a}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K^{\pm} \pi^{\mp} \pi^0 \quad (2) \quad \text{Figures b et c}$$

$$\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^- \quad (3) \quad \text{Figure d}$$

Les courbes représentent les prédictions du modèle d'espace des phases.

(III - 4) - Distribution du carré de la masse effective ($K_2^0 \pi^+ \pi^-$) dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_2^0 \pi^+ \pi^-$ (3)

La partie hachurée représente la contribution des événements obtenus après soustraction du ϕ (1020)

La courbe est le résultat de l'ajustement décrit dans les par. 2a et 2d du chapitre VI, pour les valeurs de masse et de largeur du $C(1250)$ indiquées dans le tableau VII - 5 du chapitre VII (ajustement obtenu sur le spectre hachuré).

(III - 5) - (a) : Distribution du carré de la masse manquante au K_1^0 dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0(M)$. Le spectre hachuré correspond à la contribution estimée des événements du type $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^0 \pi^0$ ($M \neq \pi^0, \eta^0$ ou ω^0)

(b) : Distribution du carré de la masse effective ($K_2^0 M$) dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 (K_2^0 M)$

Les courbes représentent les prédictions du modèle d'espace des phases pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$.

(III - 6) - (a) : Distribution du carré de la masse effective ($K^{\pm} \pi^+ \pi^-$) pour les 451 événements de la réaction $\bar{p}p \rightarrow K^+ K^- \pi^+ \pi^-$ (6)

(b) : Distributions $M^2(K^{\pm} \pi^+ \pi^-)$ après pondération pour tenir compte des biais expérimentaux (voir par. 7 du chapitre II).

Le spectre hachuré est obtenu après soustraction du $\phi(1020)$.
La courbe est le résultat de l'ajustement décrit dans les par. 2c et 2d du chapitre VI, pour les valeurs de masse et de largeur du $C(1250)$ indiquées dans le tableau VII - 5 du chapitre VII (ajustement obtenu sur le spectre hachuré).

CHAPITRE VII

(VII - 1) - Définitions des angles ψ_ρ , ϕ_ρ , ψ_{K^*} et ϕ_{K^*}

(VII - 2) - Distributions :

- a) carré de la masse effective ($\pi^+\pi^-$)
- b) carré de la masse effective ($K_1^0\pi^+\pi^-$)
- c) $\cos \psi(\rho^0)$

dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1)

Les courbes traduisent les résultats de l'ajustement No. 1
(voir le par. 1a du chapitre VII).

(VII - 3) - Distributions :

- a) carré de la masse effective ($\pi^+\pi^-$)
- b) carré de la masse effective ($K_1^0 K_1^0$)
- c) carré de la masse effective ($K_1^0 \pi^\pm$)
- d) carré de la masse effective ($K_1^0 \pi^+ \pi^-$)
- e) carré de la masse effective ($K_1^0 K_1^0 \pi^\pm$)

dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1)

Les courbes traduisent les résultats de l'ajustement No. 2
($J^P(C) = 1^+$)

(Voir le par. 1b et le tableau VII - 2 du chapitre VII)

(VII - 4) - Distributions des quantités définies dans le tableau VII - 2
(région du $C(1250)$) pour la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1)

Les courbes traduisent les résultats de l'ajustement No. 2
($J^P(C) = 1^+$).

(VII - 5) - Variations de $\text{Log}(\mathcal{L})$ en fonction de $M(C)$ et $\Gamma(C)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ ($J^P(C) = 1^+$).

La courbe α correspond à un écart standard du meilleur ajustement (ajustement No. 2).

(VII - 6) - Distributions des carrés des masses effectives $(K\pi\pi)^0$ et $(K\pi\pi)^+$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^\pm \pi^\mp \pi^0$ (2)

Les courbes traduisent les résultats de l'ajustement tenté avec une seule résonance $(K\pi\pi)_{1250}$

(Voir par. 2 du chapitre VII)

(VII - 7) - Distribution du carré de la masse effective $(K_1^0 \pi^+ \pi^-)$ dans la réaction $\bar{p}p \rightarrow K_1^0 K_1^0 \pi^+ \pi^-$ (1)

Courbe α : amplitude $K\rho$ symétrique dans l'échange des K .

Courbe β : amplitude $K\rho$ antisymétrique dans l'échange des K .

Ces deux amplitudes dans lesquelles nous tenons compte des effets de moment angulaire ($\ell_{K\rho} = 0 \rightarrow J^P(K\pi\pi) = 1^+$) sont paramétrisées au moyen d'une formule de longueur de diffusion $K\rho$ égale à 2 Fermi .

Les longueurs de diffusion $K^* \pi$ donnent des structures complètement incompatibles avec la forme de la distribution expérimentale. L'introduction de longueurs de diffusion complexes avec portée effective non nulle ne permet pas d'obtenir de meilleurs résultats.

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION	:	1
CHAPITRE I	: Acquisition des données	5
CHAPITRE II	: Etude expérimentale des différentes réactions	11
CHAPITRE III	: Analyse des distributions expérimentales	23
CHAPITRE IV	: Cadre théorique pour l'analyse des réactions $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$	37
CHAPITRE V	: Méthodes d'optimisation de paramètres inconnus	51
CHAPITRE VI	: Informations physiques fournies par les différentes voies $\bar{p}p \rightarrow K\bar{K}\pi\pi$. Méthode d'ajustement employée pour chacune d'elles	65
CHAPITRE VII	: Résultats physiques	71
CHAPITRE VIII	: Etude comparative de la région "Q" dans diverses expériences	101
REMERCIEMENTS	:	111
APPENDICE A	: Décomposition de l'état final $K\bar{K}\pi\pi$ dans l'espace de spin isotopique	115
APPENDICE B	: Dépendance angulaire des amplitudes partielles de transition - Formalisme de Zemach	117
BIBLIOGRAPHIE	:	131
TABLE DES FIGURES	:	141

Vu et approuvé

Paris, le 26 juin 1969

Le Doyen de la Faculté des Sciences
de Paris

Marc ZAMANSKY

Vu, et permis d'imprimer

Le Recteur de l'Académie de Paris

Jean ROCHE

